

Der Temperaturgang der komplexen Hochfrequenz-Permeabilität bei Eisen

Volker v. Philipsborn

1961

Der Temperaturgang der komplexen Hochfrequenz-
Permeabilität bei Eisen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

Vorgelegt
von
Volker v. Philipsborn
aus
München

1961



Berichterstatter:
Prof.Dr.A.Faessler

Tag der mündlichen Prüfung:
22.November 1961

I n h a l t

1. <u>Einleitung</u>	1
Die Abhängigkeit der Permeabilität von Frequenz und Feldstärke	
2. <u>Ziel der Arbeit</u>	5
Die Ursache der Dispersion nach Kittel	
3. <u>Die Versuchsanordnung</u>	8
Die Messung während der Temperaturänderung	
4. <u>Der Hochfrequenzwiderstand</u>	11
Prüfung und Eichung der Schaltung	
Extrapolation der Messwerte	
5. <u>Die innere Induktivität</u>	19
Bestimmung der Gesamtkapazität des Schwingkreises	
Vergleich des Verlaufes des HF-Widerstandes und der inneren Induktivität	
6. <u>Der Gleichstromwiderstand</u>	27
7. <u>Die Theorie des Skineffektes</u>	27
Der Zusammenhang der verschiedenen Ausdrücke für die Permeabilität	
8. <u>Die komplexe Permeabilität</u>	32
Die ferromagnetische Absorption	
9. <u>Die Berechnung der Permeabilität</u>	33
Der Temperaturgang der Permeabilität, Eindringtiefe und des Verlustwinkels	
10. <u>Die Auswölbung der Blochschen Wand</u>	37
Das Modell von Kersten und der Streufeldeinfluss nach Dietze	
11. <u>Die gyromagnetische Resonanz</u>	43
Ein Vergleich mit Ferriten	
12. <u>Die Trägheit der Blochschen Wand</u>	45
Die scheinbare Masse der Wand nach Döring	
Die Möglichkeit einer Resonanzerscheinung	
13. <u>Zusammenfassung</u>	49



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555223_0041

1. Einleitung

Die neueren Erkenntnisse über die Magnetisierungsvorgänge haben zur Aufstellung zahlreicher Formeln geführt, die sich u. a. auf die Koerzitivkraft, die Remanenz, die Bereichsstruktur und die Anfangspermeabilität beziehen.

In den Formeln stecken immer Größen wie die spontane Magnetisierung, die Anisotropiekonstanten, das Austauschintegral und die Magnetostriktion. Da diese Größen alle temperaturabhängig sind, und für die wichtigsten Ferromagnetika ihr Verlauf mit der Temperatur hinreichend bekannt ist, kann sich die Zuverlässigkeit einer Formel am besten erweisen, wenn sie den Temperaturgang der aus den genannten Elementen zusammengesetzten Größe richtig wiedergibt. Was die Permeabilität anbelangt, so interessiert neben der statischen Permeabilität die vor allem auch technisch wichtige Wechselfeldpermeabilität und zwar bis zu Frequenzen, denen schon Zentimeterwellen entsprechen.

Eine Durchmusterung der Literatur hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit der Wechselfeldpermeabilität erweist aber, dass auffallend wenig Beobachtungsmaterial vorliegt. Insbesondere fehlen Daten über den Temperaturverlauf der Permeabilität im mittleren Frequenzbereich von 1 bis 100 MHz, heute RF-Bereich (radiofrequencies) genannt, soviel wie ganz. Dennoch ist die Kenntnis dieses Bereiches von Belang, weil bei den entsprechenden Frequenzen nur noch reversible Vorgänge im Spiele sind, anderseits aber die Eindringtiefe noch mit der Dimension der Elementarbereiche vergleichbar ist.

Die immer zitierten Messungen von Michels ¹⁾ und Kreielsheimer ²⁾ beziehen sich nur auf Zimmertemperatur. Michels gibt eine eingehende Kritik früherer Arbeiten, auf die hier hingewiesen sei. Seine eigenen Untersuchungen führte er an einem 40 m langen Lechersystem mit Wellenlängen von 4 - 14 m durch und fand für die auf die Feldstärke Null extrapolierte Anfangspermeabilität ein konstantes μ_r und μ_i , wobei stets

1) R. Michels, Ann. Phys. Lpz. V, 8, 877 (1931)

2) K. Kreielsheimer, Ann. Phys. Lpz. V, 17, 293 (1933)

$\mu_R > \mu_L$ war (Abb.1). Interessant ist, dass die Werte für Hochfrequenz fast genau mit denen bei Tonfrequenz übereinstimmen.

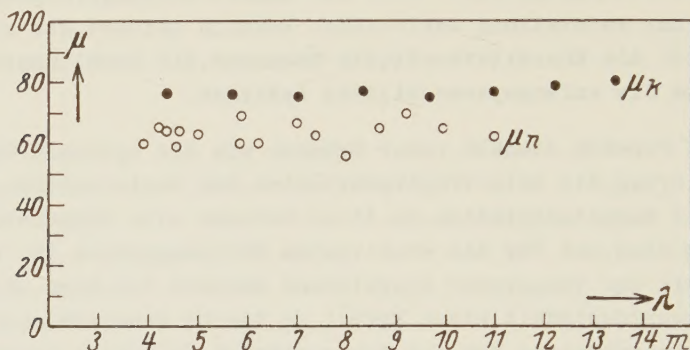


Abb. 1 Messung der Permeabilität am Elektrolyteisendraht nach Michels. In der Zeichnung ist $\mu_K = \mu_R$ und $\mu_\Pi = \mu_L$.

Die Abhängigkeit der Permeabilität von der Feldstärke untersuchte Kreielsheimer in sorgfältigen Versuchen mit einer Anordnung, in der die Drahtprobe im Zweig einer Wheatstone'schen Brücke geschaltet war. Gemessen wurde bei Wellenlängen von 43 - 1000 m (Abb.2). Es ergeben sich Kurven, die sowohl einen Anstieg der Permeabilität mit der Wellenlänge, als auch der Feldstärke erkennen lassen. Unterhalb einer Feldstärke an der Drahtoberfläche (Randfeldstärke) von etwa 2 Oersted ist μ_R und μ_L nahezu konstant.

Für die extrapolierte Anfangspermeabilität (Abb.3) nimmt μ_R mit wachsender Frequenz ab und μ_L bleibt konstant. Die Differenz $\mu_R - \mu_L$ verschwindet bei 46 m, was allerdings im Widerspruch zu Michels Messungen steht. Weitere Werte für die Frequenzabhängigkeit der Anfangspermeabilität oberhalb 100 MHz stellte Kittel ³⁾ zusammen (Abb.4). Die Punkte streuen zwar, doch ist eine Abnahme der Permeabilität mit wachsender Frequenz eindeutig.

Obwohl die Ergebnisse der verschiedenen Autoren nicht durchwegs übereinstimmen, lässt sich aus ihnen doch entnehmen, dass

3) C. Kittel, Phys. Rev. 70, 281 (1946)

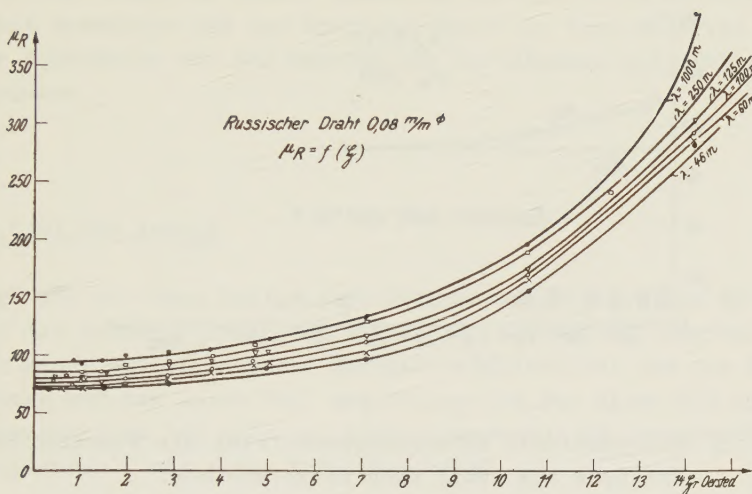


Fig. 12

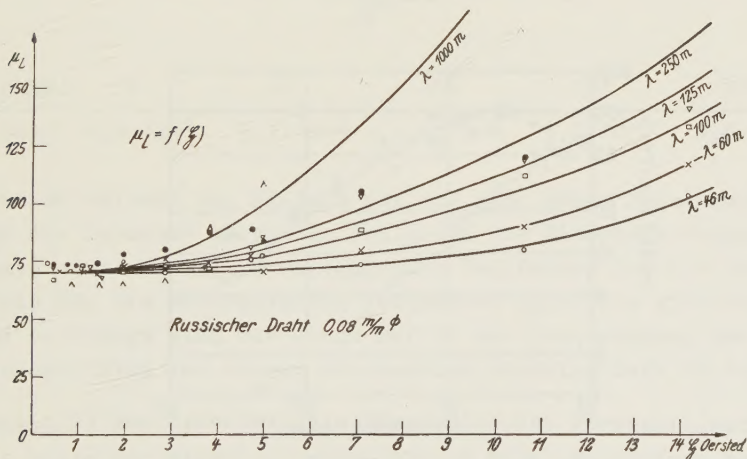


Abb. 2 Abhängigkeit der Permeabilität μ_R und μ_L von Feldstärke und Frequenz bei "russischem" Draht nach Kreielsheimer.

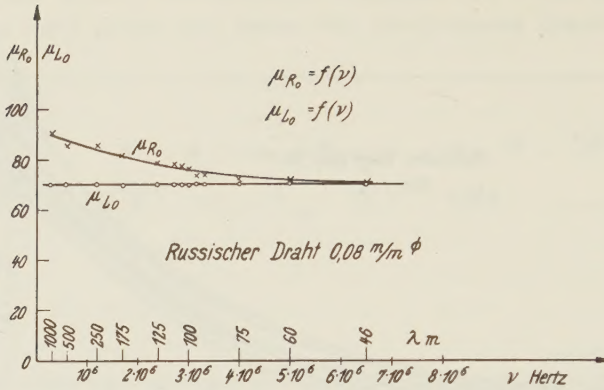


Abb. 3 Extrapolierte Anfangspermeabilität als Funktion der Frequenz aus Abb.2 nach Kreielsheimer.

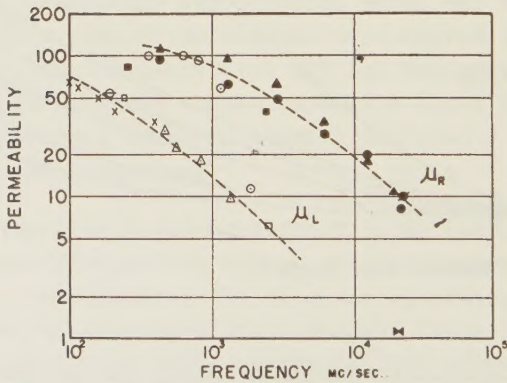


Abb. 4 Zusammenstellung der Messergebnisse verschiedener Autoren bei Frequenzen über 100 MHz nach Kittel.

bei kleinen Feldstärken die irreversiblen Prozesse mit zunehmender Frequenz früher ausfallen als die reversiblen. Dies folgt besonders aus der Unabhängigkeit der Permeabilität von der Feldstärke bei $H < 2$ Oersted und der Abnahme mit wachsender Frequenz.

2. Ziel der Arbeit

Legt man an einen Leiter eine HF-Spannung, so wird das HF-Feld auf die äusseren Schichten verdrängt (Skineffekt). Hierbei ist die Eindringtiefe als der Abstand definiert, bei dem die Feldstärke auf den e -ten Teil abgefallen ist. Für Eisen mit einer Permeabilität 100 gilt bei Zimmertemperatur für verschiedene Frequenzen f mit einer Näherungsformel

$$d = \frac{1,6 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{f}} \quad (\text{cm}).$$

f (MHz)	1	10	10^2	10^3	10^4
d (cm)	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$

Demnach erfasst das HF-Feld nur die sehr dünne Aussenhaut und die darunter liegenden Schichten des Materials tragen wenig oder nichts zum Messergebnis bei. Ferner ist die Schichtdicke für die verschiedenen Frequenzen nicht die gleiche, und es drängt sich die Frage auf, ob der Frequenzgang der Permeabilität von dieser abnehmenden Eindringtiefe abhängt.

Kittel 3) hat daraufhin die Dispersion der Permeabilität bei Eisen und Nickel in einem dünnen Film theoretisch behandelt. Er geht davon aus, dass die Eindringtiefe bei Frequenzen über 100 MHz kleiner als die Dicke der Weiss'schen Bezirke ist und betrachtet die Bewegungsgleichung der nicht-starren Blochschen Wand unter dem Einfluss des nach innen abnehmenden Feldes. Er gewinnt für μ_R und μ_I einen Frequenzgang, der mit den gemessenen Werten im allgemeinen

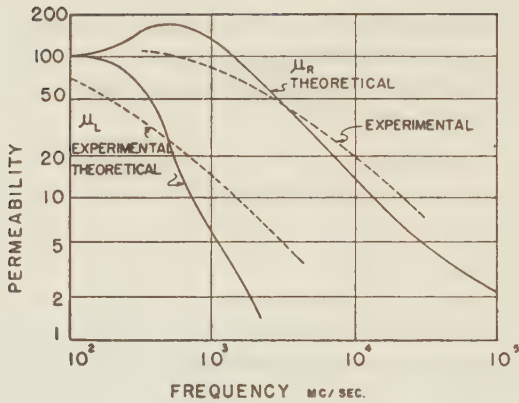


Abb. 5 Vergleich der theoretisch berechneten Dispersion mit den experimentellen Werten aus Abb.4 nach Kittel.

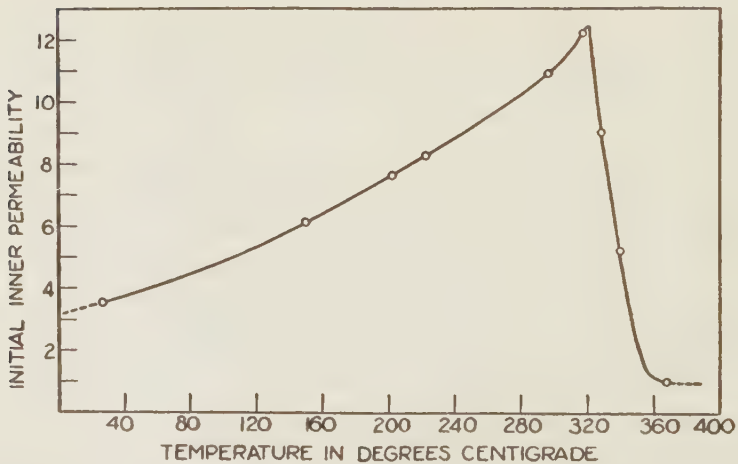


Abb. 6 Temperaturgang der Anfangspermeabilität μ_L von Nickel bei 197 MHz nach Glathart.

übereinstimmt. Insbesondere gibt die Theorie den Abstand der Kurven richtig wieder (Abb.5).

Da sich nahezu alle Messungen auf Zimmertemperatur beziehen, liefern sie nur einen begrenzten Teilaspekt. Im Bereich der mittleren Frequenzen von 10^6 Hz liegen unseres Wissens überhaupt keine Messungen vor. Aus diesem Grunde ist es das Ziel der vorliegenden Arbeit, den Temperaturgang der Permeabilität von Eisen bei einer Frequenz von 12,86 MHz eingehend zu untersuchen. Der ursprüngliche Plan, auch die Frequenz zu variieren, musste im Hinblick auf die Schwierigkeiten, die sich schon bei der Messung mit einer Frequenz einstellen, nicht zuletzt aus zeitlichen Gründen, fallen gelassen werden.

Glathart 4) bestimmte den Temperaturgang von μ_L für Nickel bei 197 MHz. Er fand einen Anstieg mit der Temperatur, der in der Nähe des Curiepunktes nach einem Maximum in einen starken Abfall gegen 1 übergeht (Abb.6). Die μ_R -Kurve hat er leider nicht gemessen. Andererseits untersuchte Metzdorf (unveröffentlicht) bei Nickel und 2,7 und 8,4 MHz μ_R bis über den Curiepunkt. Er verwendete die von Fraunberger 5) beschriebene HF-Methode, die für eine Messung von μ_L jedoch nicht empfindlich genug ist.

Die Verfahren von Michels und Kreielsheimer lassen sich wegen der Länge der verwendeten Drähte (40 m langes Lechersystem, Brücke 100 cm) zu Bestimmung des Temperaturganges nicht heranziehen. Es musste eine Messanordnung gefunden werden, die empfindlich genug ist, bei Drahtlängen von wenigen Zentimetern (2,5 cm) die Änderungen des HF-Widerstandes und der inneren Induktivität als Funktion der Temperatur zu messen. Bezogen auf das paramagnetische Gebiet beträgt die Änderung der inneren Induktivität bis zum Maximum der Permeabilität nur $4,0 \cdot 10^{-8}$ Henry bei einer Gesamtinduktivität des Schwingkreises von $1,4 \cdot 10^{-6}$ Henry. Die feste Messfrequenz liegt bei 12,86 MHz.

4) J.L.Glathart, Phys.Rev.55,833 (1939)

5) F.Fraunberger, Z.Metallkde.46,749 (1955)

Es wird eine grosse Anzahl von Messpunkten für den genauen Verlauf der Kurve benötigt. Um Erscheinungen bei Änderung der Temperatur zu unterbinden, muss während der Messung die Temperatur langsam und stetig erhöht werden. Dies erfordert eine schnelle und gleichzeitige Bestimmung des HF-Widerstandes und der inneren Induktivität. Die HF-Messbrücke und andere Anordnungen bedürfen stets eines längerdauernden Abgleichs und kommen deshalb nicht in Frage. Nach umfangreichen Vorversuchen und Überwindung zahlreicher Schwierigkeiten wurde schliesslich eine Schaltung entwickelt, die den genannten Bedingungen genügt.

3. Die Versuchsanordnung

Die Abb. 7 zeigt die wesentlichen Teile der Schaltung. Sie besteht aus einer HF-Generatorröhre (Sender), deren Frequenz durch einen Schwingkreis am Gitter gesteuert wird. Den Sender regt die kapazitive Rückkopplung der Kondensatoren C_1 und C_2 an. In Serie zu der Induktivität L liegt die Drahtprobe, die in einem Ofen (nicht eingezeichnet) geheizt wird und so durch Änderung der inneren Induktivität die Frequenz des Senders und durch Änderung des HF-Widerstandes die Dämpfung des Kreises beeinflusst. Das induktiv angekoppelte Diodenvoltmeter mit dem Galvanometer G_j misst den im Schwingkreis durch die Probe fliessenden HF-Strom. Dieser hängt von der Schirmgitterspannung ab und kann mit dem Potentiometer P auf einem konstanten Wert während der Messung gehalten werden. Der Schirmgitterstrom, der durch das Galvanometer G_s fliesst, ist eine Funktion der Schwingkreisdämpfung und damit des HF-Widerstandes der Probe.

Die Amplitude des Senders gelangt in einen Verstärker, der den Sender von der nachfolgenden Frequenzbrücke entkoppelt. Die Frequenzbrücke oder auch Diskriminator genannt, wandelt die eingespeiste HF in eine Gleichspannung um, deren Grösse von der Frequenz abhängt, jedoch für die Eigenfrequenz Null wird, das Galvanometer G_f durchläuft dann seine Nullage. Der

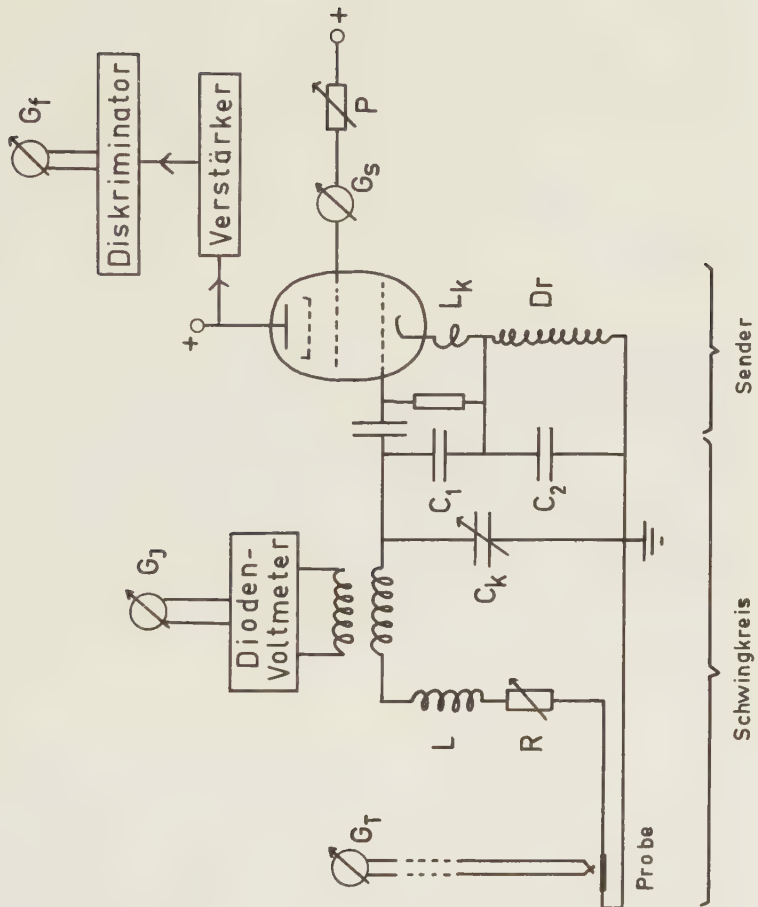


Abb. 7 Blockschaltbild der Versuchsanordnung,
Erklärungen im Text.

Diskriminator ist durch einen Schwingquarz auf eine Frequenz (12,86 MHz) grosser Konstanz und Resonanzschärfe festgelegt.

Die durch die Änderung der inneren Induktivität hervorgerufene Frequenzverschiebung kann mit dem variablen Kondensator C_k so kompensiert werden, dass der Diskriminator stets auf seine Eigenfrequenz angesprochen wird. Der Messkondensator ist mit einem Feintrieb versehen und wird über einen Schnurzug bedient. Die Ablesung an einer Skala mit 7500 Teilstrichen für 10 pF ermöglicht die Bestimmung der Kapazitätsänderung. Die Temperatur im Ofen zeigt ein Thermoelement mit dem Galvanometer G_T an.

Zusammengefasst ist der Verlauf einer Messung folgender: Bei Erhöhung der Temperatur vergrössert die Probe ihren HF-Widerstand; die Stromstärke im Schwingkreis (G_J) wird durch Betätigung des Potentiometers P konstant gehalten und gleichzeitig die Induktivitätsänderung mit dem Kondensator C_k kompensiert, das Galvanometer G_f bleibt in der Nulllage. Beide Galvanometer G_J und G_f lassen sich bequem auf einer Skala beobachten. Dann wird der Abgleich unterbrochen und zu diesem Zeitpunkt die Temperatur am Galvanometer G_T abgelesen und der Ausschlag G_S und die Stellung des Kondensators C_k notiert. Somit ist die wichtigste Forderung, nämlich die der Gleichzeitigkeit erfüllt.

Da der Sender nicht durch einen Quarz gesteuert werden kann, müssen die Kondensatoren im Schwingkreis eine hohe Konstanz und Temperaturunabhängigkeit besitzen. Die Netzspannung wird einem magnetischen Stabilisator entnommen, und die Anodenspannung und Röhrenheizung nochmals stabilisiert. Auf die Erdung und Abschirmung wurde grosse Sorgfalt verwendet. Die Schwankungen der Frequenz waren kleiner $4 \cdot 10^{-5}$.

Den Einfluss der Änderung der Dämpfung auf die Frequenz gleicht die kleine Induktivität L_k in der Kathodenleitung aus (Abb. 7). Die Leitungsinduktivität ist fast ausreichend. Mit einem Platindraht ($\varnothing 5,13 \cdot 10^{-3}$ cm), dessen Widerstand durch Heizung veränderbar ist, wird die Kompensation geprüft.

Die Zuführungsdrähte für die Probe (Kupfer $\varnothing$ 1,5 mm) sind am Ende mit einer axialen Bohrung versehen, in die der Eisendraht eingepresst wird, der Kontakt ist bis 900°C einwandfrei. Die Drähte liegen in Porzellanröhrchen fest gegen Erschütterungen und Durchbiegen beim Aufheizen, da jede Änderung der geometrischen Form der Zuleitung bei der Messung als innere Induktivität erfasst würde. Die thermische Ausdehnung muss durch einen Versuch ohne Probe bei der Auswertung berücksichtigt werden. Ein Stabilisator mit Motorantrieb befreit den Heizstrom für den Ofen von den Spannungsschwankungen des Netzes, um eine Umkehr des Temperaturverlaufes und damit Hystereserscheinungen zu unterbinden.

Die Probe war ein Karbonyleisendraht von 2,51 cm Länge und 0,30 mm Durchmesser, der bei 870°C getempert wurde. Die Vorversuche wurden zum Teil an dem gleichen Draht gemacht und nach mehrmaligem Aufheizen und Abkühlen konnten keine Unterschiede festgestellt werden. Dies bestätigt Beobachtungen, bei denen die HF-Eigenschaften von Eisen durch die magnetische Vorgeschichte wenig beeinflusst werden. Die Oxydation der Probe verhinderte eine Füllung des Ofens mit nachgereinigtem Argon und vorherige Reduktion mit Wasserstoff.

4. Der HF-Widerstand

Zunächst muss festgestellt werden, wie der Schirmgitterstrom der Senderröhre von der Dämpfung des Schwingkreises abhängt. Hierzu dient der in Serie zur Probe liegende Widerstand R (Abb. 7), der ohne Einfluss auf seine Induktivität veränderbar ist. Für die Messfrequenz weicht sein HF-Widerstand nur bis auf $2 \cdot 10^{-4}$ von seinem Gleichstromwiderstand ab, der mit einer Kompensationsschaltung und einem Normalwiderstand geeicht wird. Der Widerstand, eine 4,5 cm lange Graphitmine ($\varnothing$ 0,01 cm), ist auf einem Isolator in Stearin eingebettet und so abgeschliffen, dass der Widerstand ca. 10Ω beträgt. Ein sorgfältig gereinigter Schleifkontakt bildet die Verbindung zu einem

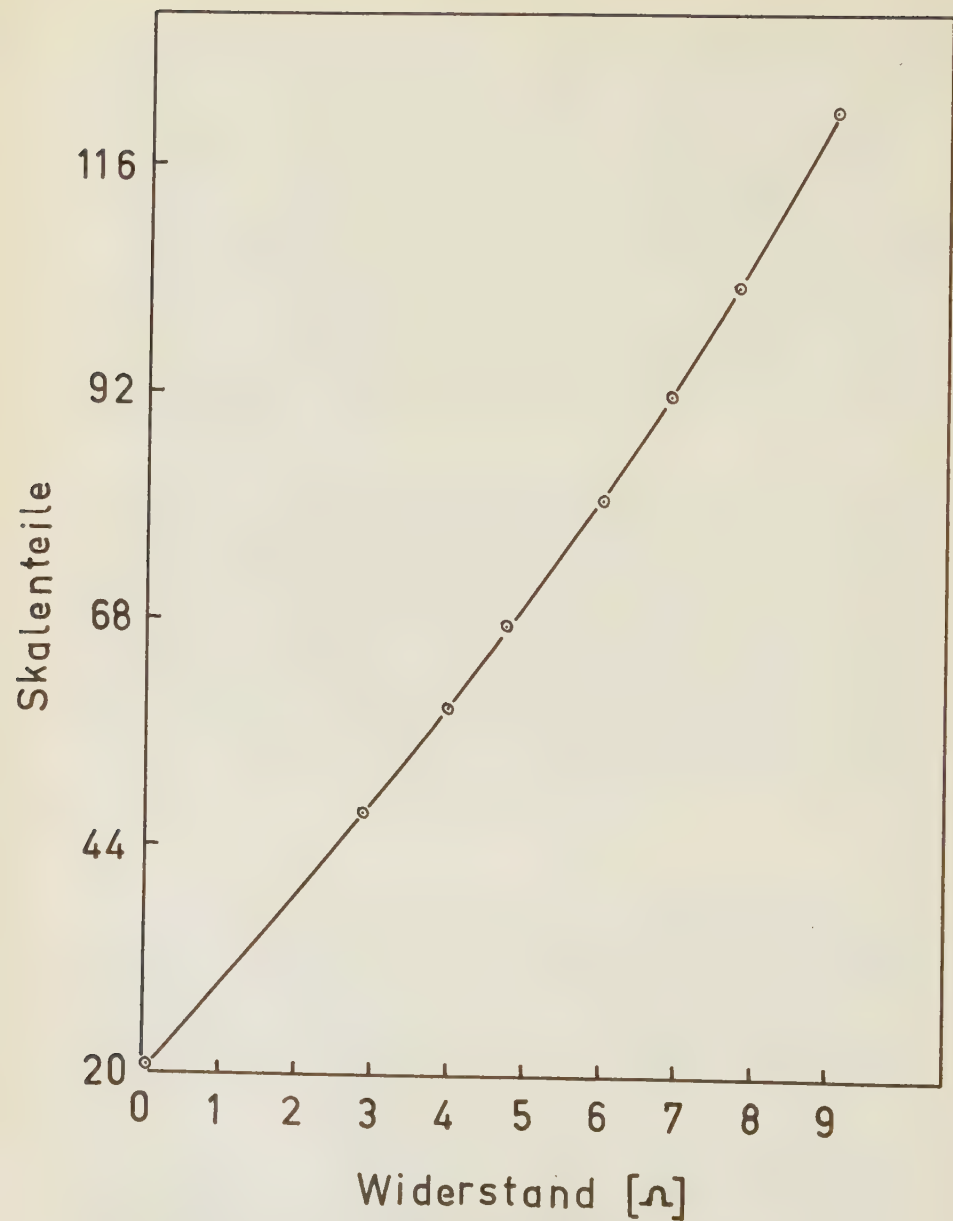


Abb. 8 Eichkurve des Schirmgitterstroms als Funktion des Widerstandes im Schwingkreis.

zur Mine parallelen Kupferdraht, um beim Verschieben des Kontaktes die geometrische Strombahn nicht zu beeinflussen. Nach jeder Bewegung muss der Widerstand R erneut geeicht werden und der Schirmgitterstrom bei konstantem HF-Strom gemessen werden, siehe die Eichkurve in Abb. 8. Auf der Ordinate sind die Ausschläge G_S und auf der Abszisse der Gleichstromwiderstand aufgetragen. Die einzelnen Punkte liegen auf einer schwach gekrümmten Kurve.

Um zu prüfen, dass der Schirmgitterstrom allein eine Funktion der Dämpfung ist, wird die Induktivität des Schwingkreises durch Einschrauben eines Ferritkernes um den gleichen Betrag variiert, der beim Aufheizen der Probe durch Änderung der inneren Induktivität auftritt. Die entstehenden Abweichungen für G_S sind klein und werden vernachlässigt.

Bei der Messung wird die Probe von Zimmertemperatur in ca. 60 Minuten bis 850°C geheizt. Hierbei muss der HF-Strom im Schwingkreis (G_J) durch Nachstellen des Potentiometers P konstant gehalten und die Frequenz (G_F) durch Drehen des Messkondensators C_K kompensiert werden. Die abgelesenen Ausschläge G_S des Schirmgitterstroms in Abhängigkeit von der Temperatur zeigt die Kurve a in Abb. 9. In der Darstellung sind einige der mehr als 80 Messpunkte eingetragen. Beim Heizen ändern die Zuleitungen ebenfalls ihren Widerstand. Dieser wird in einem Versuch ohne Probe mit durchgehendem Kupferdraht gemessen und in Abb. 9 als Gerade b eingezeichnet.

Die Auswertung geschieht mit der Eichkurve aus Abb. 8 graphisch auf Millimeterpapier Din A 3. Es werden für ca. 30 Temperaturwerte aus den Differenzen der Kurven a und b und der Eichkurve der HF-Widerstand in Abb. 10 bestimmt. Er steigt mit der Temperatur an, erreicht bei 765°C ein Maximum und fällt steil zum paramagnetischen Gebiet ab. Wie man aus dem beschriebenen Verfahren entnimmt, stellt die Kurve nur die Änderungen des HF-Widerstandes vom paramagnetischen Gebiet aus gerechnet dar. Die Absolutwerte lassen sich erst bei Kenntnis des Gleichstromwiderstandes aus den Formeln für den Skineffekt berechnen.

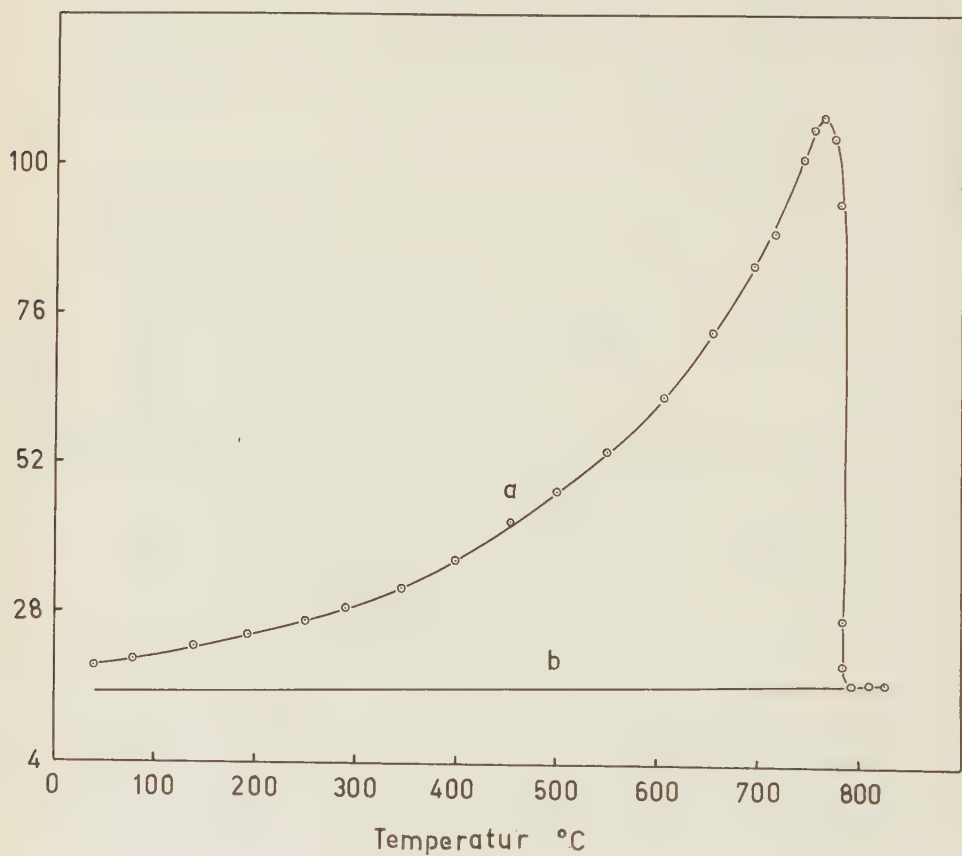


Abb. 9 Kurve a : Schirmgitterstrom in Abhängigkeit von der Temperatur bei Randfeldstärke $H_r = 0,336$ Oe,
Gerade b : Korrektur wegen der Widerstandsänderung der Zuleitung.

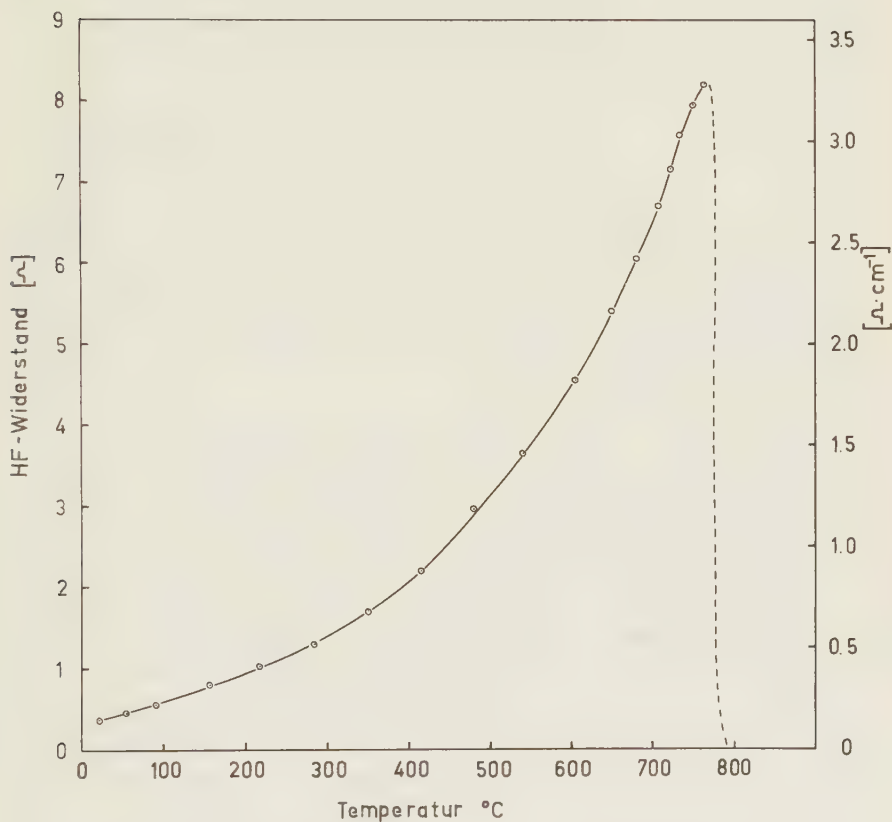


Abb. 10 Temperaturgang des HF-Widerstandes bezogen auf das paramagnetische Gebiet, Randfeldstärke $H_r = 0,336$ Oe, linke Ordinate: Widerstand der Probe von 2,51 cm, rechte Ordinate: Widerstand pro cm Draht, Drahtradius 0,0150 cm.

Der HF-Strom durch die Probe wird aus dem Spannungsabfall am bekannten Graphitwiderstand mit einem Röhrenvoltmeter ermittelt (Philipps GM 6016/01) und so das Diodenvoltmeter mit Galvanometer G_J geeicht. Bei der beschriebenen Messung ist die effektive Stromstärke $I_{HF} = 25,20$ mA und die Randfeldstärke

$$H_r = \frac{0,4}{2 r} \cdot I_{HF} = 336,0 \text{ Millioersted}$$

r = Drahtradius (cm).

Aus den Arbeiten von Kreielsheimer ²⁾ ist bekannt, dass die Permeabilität μ_R und damit der HF-Widerstand von Eisen bei Zimmertemperatur für Randfeldstärken kleiner 2 Oersted fast konstant ist. Es ist nun die Frage, ob dies für höhere Temperaturen ebenfalls gilt.

Hierzu wird der HF-Widerstand bei 4 verschiedenen Stromstärken gemessen, die den Randfeldstärken 152,5 ; 336,0 ; 675,8 und 937,0 Millioersted entsprechen. Das Ergebnis der sehr zeitraubenden Auswertung gibt die Abb. 11 wieder. Sie zeigt für 23 Temperaturwerte (55 - 764°C) den HF-Widerstand als Funktion der Feldstärke. Bei steigender Temperatur tritt eine anfangs sehr schwache, später ausgeprägte Abhängigkeit von der Feldstärke auf. Die Messpunkte werden in der eingezeichneten Weise auf die Feldstärke Null extrapoliert und die gefundenen Werte in Abb. 12 eingetragen. Die linke Ordinate bezieht sich auf den HF-Widerstand der Probe von 2,51 cm und die rechte auf 1 cm Drahtlänge.

Da die Probe am Ende einer 42 cm langen Zuleitung befestigt ist, die Eichung der Schaltung jedoch ausserhalb des Ofens vorgenommen wird, stellt der gemessene HF-Widerstand den Eingangswiderstand einer Leitung dar. Für eine verlustfreie Leitung, die hier in erster Näherung vorliegt, ist der Fehler aus der Widerstandstransformation zu berechnen ⁶⁾. Aus der

6) Meinke-Gundlach: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, S. 193, Gl. 21.1, Springer Verlag Berlin (1956)

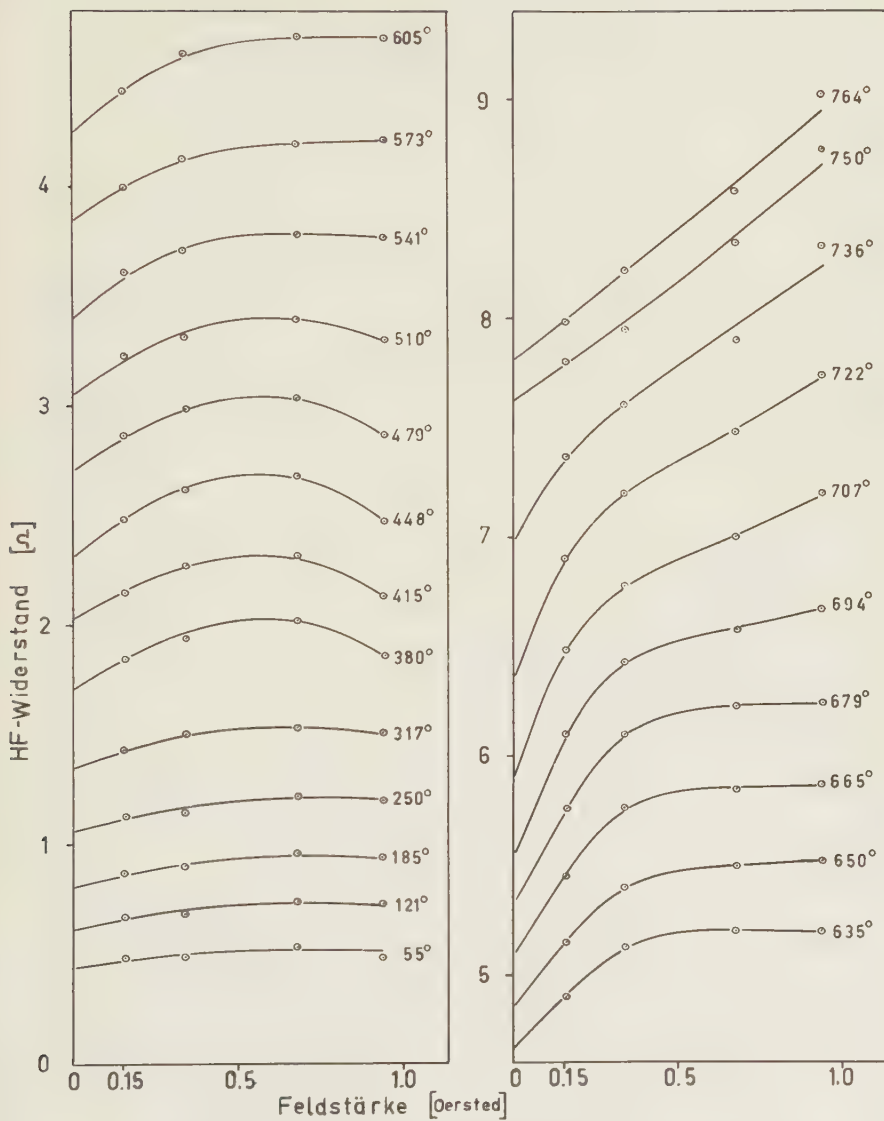


Abb. 11 HF-Widerstand der Probe als Funktion der Randfeldstärke, Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ als Parameter.

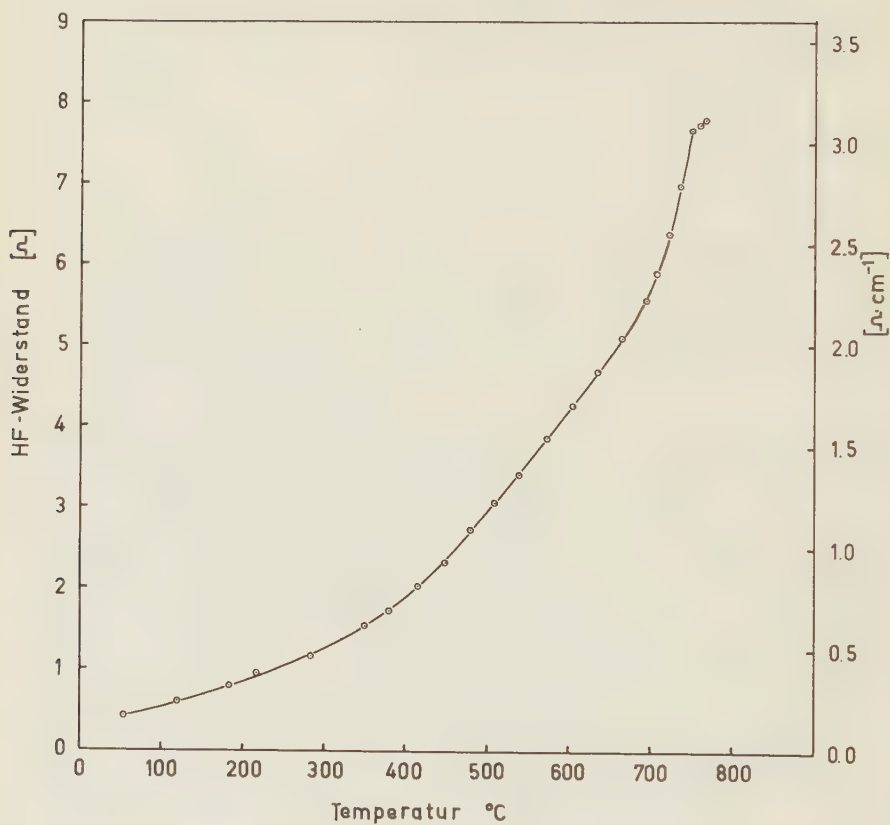


Abb. 12 Auf die Randfeldstärke Null extrapolierter
HF-Widerstand,
linke Ordinate: Widerstand der Probe von 2,51 cm,
rechte Ordinate: Widerstand pro cm Drahtlänge.

hier nicht wiedergegebenen Rechnung folgt, dass die Widerstände in Abb.12 um 1,46% zu gross sind. Bei der Berechnung der Permeabilität wird dieser Fehler mit einbezogen. Die Korrektur, die wegen der thermischen Ausdehnung der Probe zu berücksichtigen ist, bleibt unter 1%.

5. Die innere Induktivität

Beim Heizen der Probe verschiebt die Änderung der inneren Induktivität die Frequenz des Senders. Dies wird mit dem Kondensator C_K (Abb.7) laufend kompensiert. Der Kondensator hat eine lineare Kennlinie und ist mit einem Eichblatt von NSF (Nürnberger Schraubenfabriken) versehen. Durch geeignete Wahl der Kondensatoren C_1 und C_2 im Schwingkreis kann der Bereich mit der besten Linearität benutzt werden.

In der bereits beschriebenen Messung ist die Stellung des Kondensators mit abgelesen worden. Den Verlauf in Abhängigkeit von der Temperatur zeigt die Kurve a in Abb.13, nur ein Teil der Messpunkte ist eingetragen. Die thermische Ausdehnung vergrössert die Induktivität. In einem Versuch ohne Probe wird die Korrektur als Gerade b bestimmt. Die Bildung der Differenz der Kurven a und b ergibt mit der Eichung des Kondensators die Kapazitäten, die der Frequenzverschiebung entsprechen.

Um daraus die Änderung der inneren Induktivität berechnen zu können, muss die Gesamtinduktivität und Kapazität des Schwingkreises bekannt sein. Zu diesem Zweck wird mit einem zweiten Schwingquarz die Eigenfrequenz des Diskriminators um ca. 0,36 MHz verschoben und die Kapazität um einen bestimmten Betrag geändert. Damit lassen sich die gesuchten Daten des Schwingkreises einschliesslich der Schaltkapazität und Leitungsinduktivität berechnen. Nach Differentiation der Schwingungsgleichung folgt die Änderung der inneren Induktivität L_1 als Funktion der gemessenen Kapazität dC :

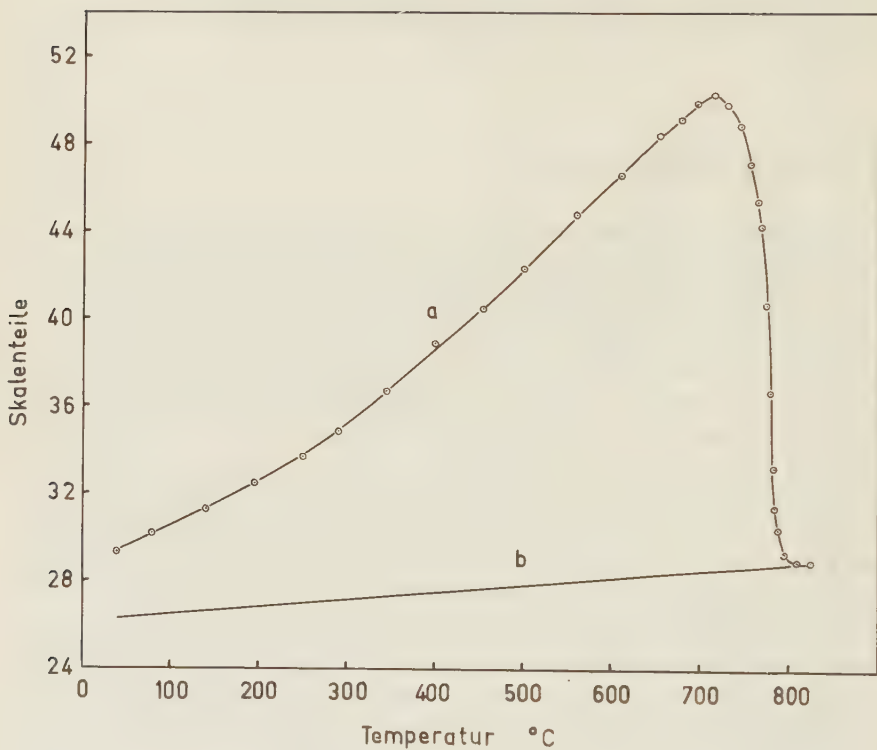


Abb. 13 Kurve a :Stellung des Messkondensators in Abhängigkeit von der Temperatur, Gerade b :Korrektur bedingt durch die thermische Ausdehnung der Zuleitung.
Randfeldstärke $H_r = 0,336$ Oe.

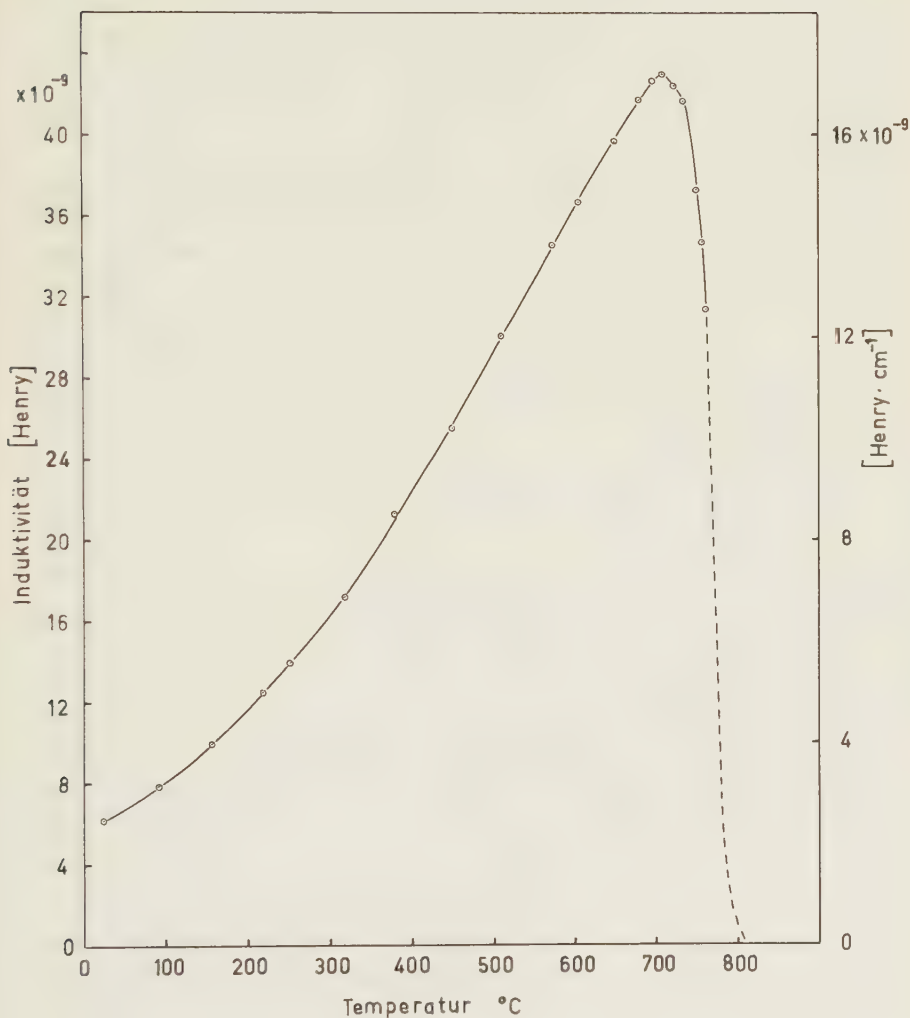


Abb. 14 Temperaturgang der Änderung der inneren Induktivität, Randfeldstärke $H_r = 0,336$ Oe,
linke Ordinate: Innere Induktivität der Probe,
rechte Ordinate: Innere Induktivität pro cm Draht.

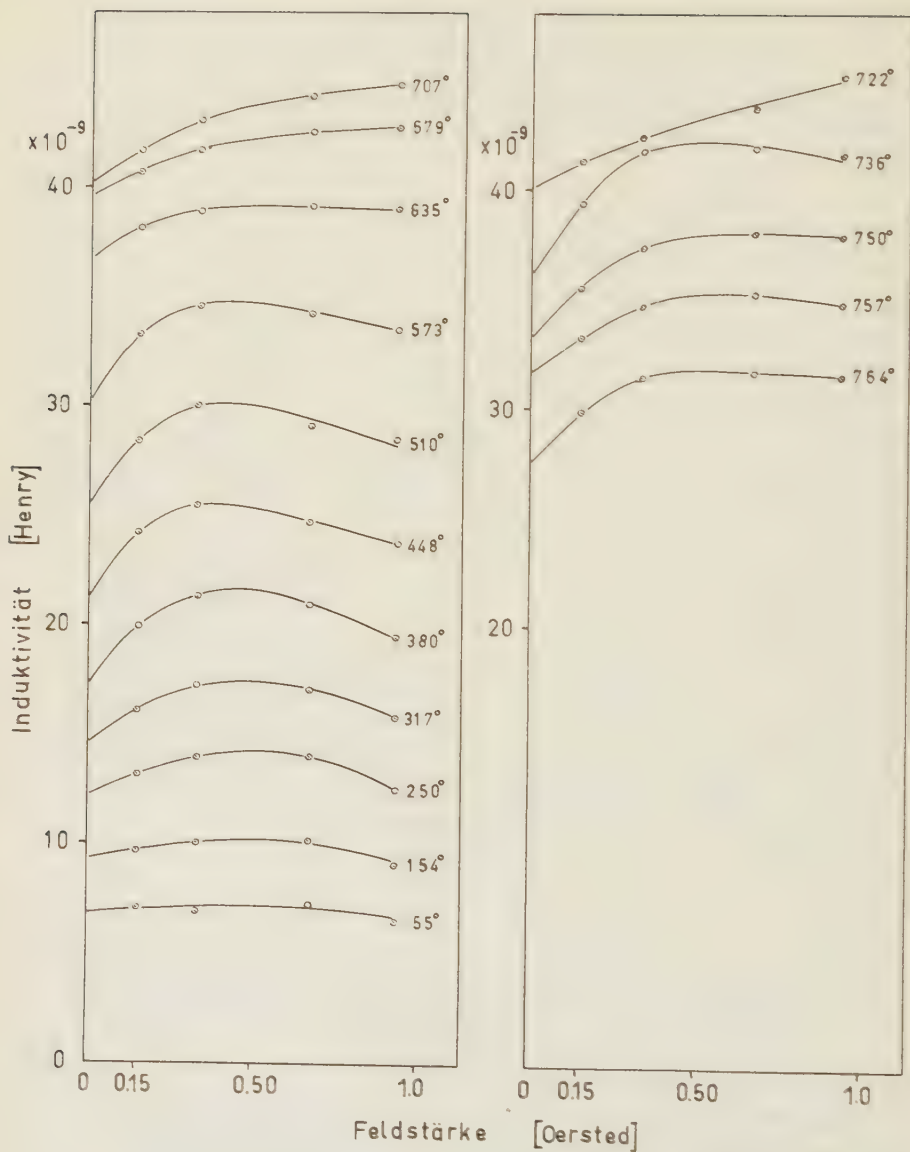


Abb. 15 Innere Induktivität der Probe als Funktion der Randfeldstärke, Temperatur in °C als Parameter.

$$L_i = dL = - \frac{L}{C} \cdot dC \quad (\text{Henry})$$

L = Induktivität (Henry) des Schwingkreises
 C = Kapazität (Farad)

dC = gemessene Kapazitätsänderung (Farad).

Die berechneten Werte L_i gibt die Abb.14 wieder. Die Kurve strebt mit wachsender Temperatur einem Maximum bei 710°C zu und geht dann in einen starken Abfall über. Im Gegensatz hierzu liegt das Maximum des HF-Widerstandes (Abb.10) bei 765°C . Ferner ist zu beachten, dass die gesamte innere Induktivität der Probe bei 700°C nur $4,0 \cdot 10^{-8}$ (Henry) beträgt und die Anordnung Änderungen von $1 \cdot 10^{-10}$ (Henry) zu messen gestattet. Auch hier gilt das bereits für den HF-Widerstand Gesagte. Bei L_i handelt es sich um Änderungen der inneren Induktivität, bezogen auf das paramagnetische Gebiet. Die Absolutwerte können erst aus den Skineffektformeln erhalten werden.

Die Abhängigkeit für L_i von der Stromstärke wird bei 4 Randfeldstärken gemessen und ausgewertet. Abb.15 zeigt für 16 Temperaturwerte ($55 - 764^\circ\text{C}$) die innere Induktivität als Funktion der Feldstärke. Der Verlauf ist ähnlich dem des HF-Widerstandes (Abb.11). Es wird versucht die L_i -Werte auf die Feldstärke Null zu extrapolieren, das Ergebnis ist in Abb.16 aufgetragen. Die linke Ordinate bezieht sich auf die Probe von 2,51 cm Länge und die rechte auf 1 cm Draht in $\text{Henry} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Es sei nochmals betont, dass der getrennt behandelte HF-Widerstand und die innere Induktivität gleichzeitig und in einem Temperaturgang gemessen werden. Nur für die verschiedenen Feldstärken muss die Probe erneut geheizt werden.

Abschliessend soll der allgemeine Gang des HF-Widerstandes (R_{HF}) und der inneren Induktivität in Abhängigkeit von Temperatur und Feldstärke mit einander verglichen werden. Es lassen sich die folgenden 3 Punkte hervorheben:

1. Beide Kurven (Abb.10 u.14) nehmen mit der Temperatur zu, L_i hat sein Maximum bei 710°C und R_{HF} bei 765°C , dadurch

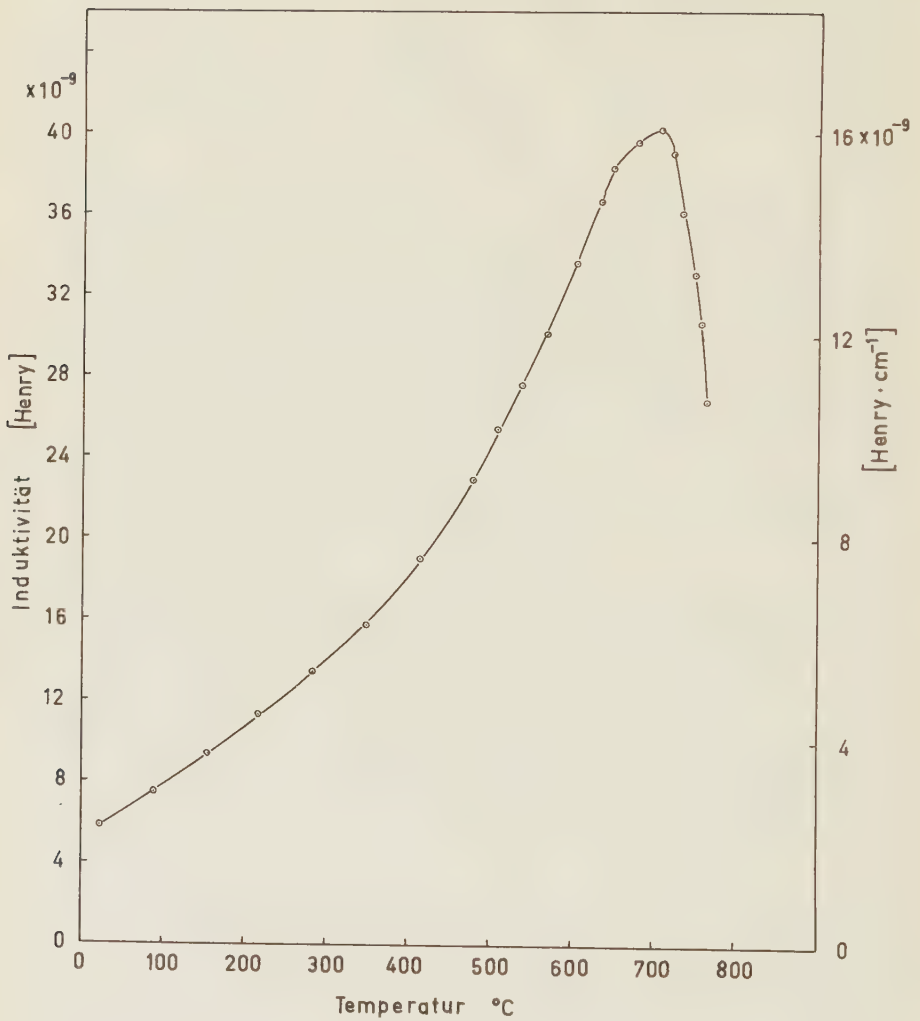


Abb. 16 Auf die Randfeldstärke Null extrapolierte innere Induktivität, linke Ordinate: Innere Induktivität der Probe, rechte Ordinate: Innere Induktivität pro 1 cm.

ist der Abfall für R_{HF} wesentlich steiler. In den Abbn. 9 und 13 für die abgelesenen Ausschläge erreicht R_{HF} bei 795°C und L_1 erst bei 825°C das Minimum im paramagnetischen Gebiet. In beiden Darstellungen ist der Verlauf bei höheren Temperaturen nicht eingezeichnet, er besteht in einem für diesen Masstab langsamen Anstieg, der dem Verhalten des nicht magnetischen Materials entspricht.

2. Zu den Abbn. 11 und 15: Die bei 55°C geringe Abhängigkeit von der Feldstärke für R_{HF} und L_1 prägt sich mit steigender Temperatur immer mehr aus und ist bei etwa 480°C am stärksten. Das Maximum verschiebt sich etwas mit der Temperatur zu kleineren Feldstärken.
3. Der allmähliche Übergang der Kurvenscharen oberhalb 480°C zu einer linearen Abhängigkeit in der Nähe der Maxima ist beiden gemeinsam. Es ist zu beachten, dass die Temperaturen der Maxima verschieden sind. Für L_1 verschwindet nach Überschreiten des Maximums die lineare Beziehung wieder (Abb. 15).

Eine Deutung der Messungen für die Abhängigkeit von der Feldstärke setzt eine Kenntnis der Magnetisierungskurven des Materials im ganzen Temperaturbereich voraus. Diese ist leider nicht gegeben, und es war im Hause nicht möglich die Daten zu bestimmen. Eine Arbeit von Chen ⁷⁾, die in der gewünschten Richtung liegt, scheidet aus, da er lediglich mit einem Gleichfeld an 3% Eisensilizium gemessen hat, und seine Ergebnisse keine Anhaltspunkte über die für die HF-Magnetisierung wichtigen reversiblen Prozesse liefern. Es liegt jedoch nahe, den allgemeinen Verlauf der Kurvenschar auf eine Zunahme der irreversiblen Prozesse mit steigender Temperatur zurückzuführen. Für die folgenden Betrachtungen interessieren nur die durch Extrapolation gefundenen Werte zur Berechnung der Anfangspermeabilität.

7) C.W.Chen, J. Appl. Phys. 29, 1337 (1958)

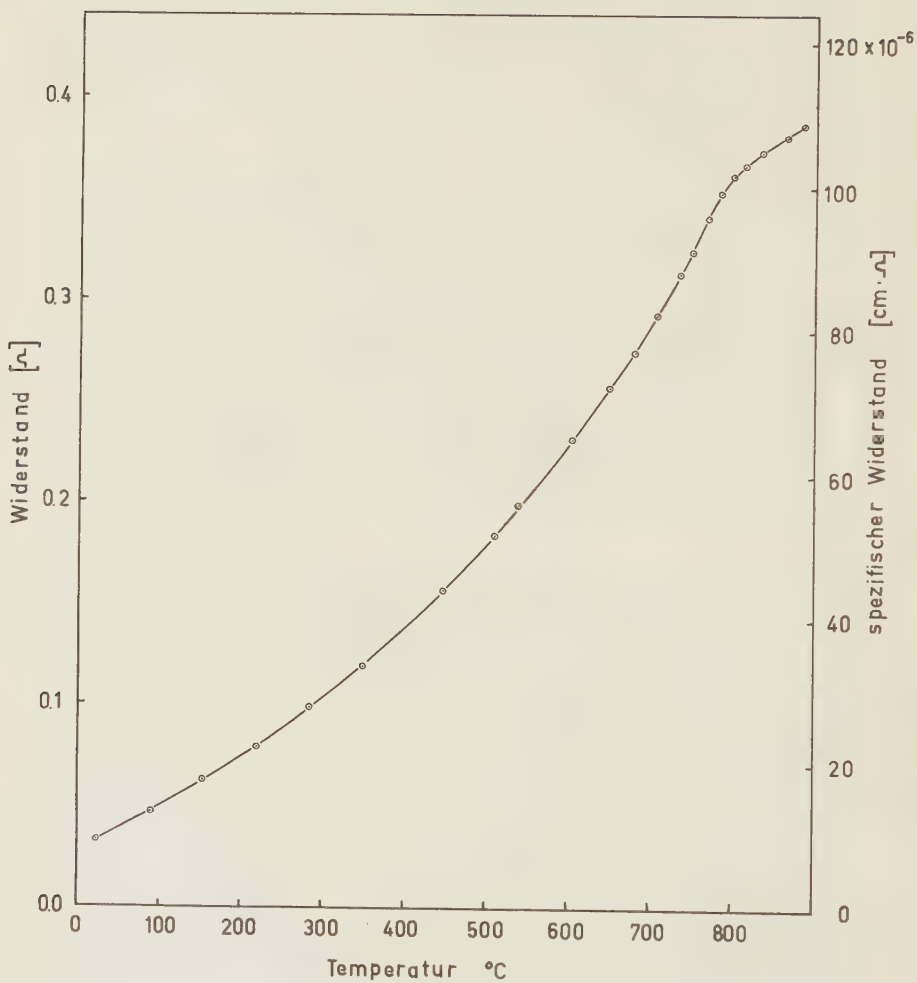


Abb. 17 Temperaturgang des Gleichstromwiderstandes der Probe,
rechte Ordinate: Spezifischer Widerstand ($\text{cm} \cdot \Omega$).

6. Der Gleichstromwiderstand

Die Formeln für den Skineffekt enthalten die spezifische Leitfähigkeit. Wie später gezeigt wird, lässt sich die Bestimmung des Drahradius' umgehen, indem der Gleichstromwiderstand der Probe eingesetzt wird. Mit einer Kompensationsschaltung und einem Normalwiderstand wird der Temperaturgang des Gleichstromwiderstandes gemessen. In Abb. 17 ist die Korrektur wegen der Änderung des Widerstandes der Zuleitung einbezogen. Die rechte Ordinate gibt den spezifischen Widerstand ($\text{cm} \cdot \Omega$) mit dem Drahradius $r = 0,0150(\text{cm})$ wieder. Das Ergebnis deckt sich gut mit dem von Wallace ⁸⁾ gefundenen Werten.

7. Die Theorie des Skineffektes

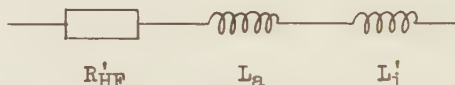
Bei der Berechnung der Permeabilität aus dem HF-Widerstand und der inneren Induktivität werden in der Literatur zwei Wege beschritten. Der eine, meistens in den Arbeiten vor 1945 begangene, ermittelt aus R_{HF} und L_i völlig getrennt zwei Permeabilitäten μ_R und μ_L . Der andere geht von der Annahme aus, dass für schnellveränderliche Felder in einem Ferromagnetikum die hervorgerufene Magnetisierung zeitlich hinter dem angelegten Feld nacheilt. Diese zuerst von Arkadiew ⁹⁾ entwickelte Vorstellung verwendet als Permeabilität eine komplexe Grösse, die aus Real- und Imaginärteil zusammengesetzt wird. Obwohl Arkadiew schon früh seine Theorie vertrat, konnte sie sich nicht durchsetzen. Die Mehrheit der Autoren wertete ihre Messungen weiterhin zu μ_R und μ_L aus, sei es um einen besseren Anschluss an frühere Messungen zu finden, sei es weil sie nur R_{HF} oder L_i bestimmten. Erst in den Arbeiten, die nach 1945 erschienen, wurde die komplexe Schreibweise

8) D.C.Wallace, P.H.Sideles u.G.C.Danielson,
J.Appl.Phys. 31, 168 (1960).

9) W.Arkadiew, Physik.Z. 14, 928 (1913)

bevorzugt. Sie bringt die Verhältnisse bei der HF-Magnetisierung offensichtlich klarer zum Ausdruck. Bereits Arkadiew zeigte die Zusammenhänge beider Betrachtungsweisen auf. Später berechnete Kittel ³⁾ ¹⁰⁾ für einen Hohlraumresonator die Beziehungen der zwei Ergebnisse zueinander. Im folgenden werden die von Rado ¹¹⁾ in seiner wichtigen zusammenfassenden Darstellung gegebenen Definitionen angewendet und auf beiden Wegen die Permeabilitäten gewonnen.

Für den von einem HF-Strom durchflossenen Draht setzt sich der Scheinwiderstand im Ersatzschaltbild aus 3 Teilen zusammen:



R'_{HF} ist der durch Stromverdrängung vergrößerte ohmsche Widerstand, L_a der Teil der Induktivität, der ausserhalb und L'_1 der im Inneren des Drahtes liegt. Während der Messung soll sich L_a nicht ändern, bzw. die durch thermische Ausdehnung bewirkte Vergrößerung mit einer nachträglichen Korrektur eliminiert werden.

Bei einem ferromagnetischen Draht spaltet sich die innere Induktivität weiter in zwei Anteile auf. Der erste ist L'_1 , er soll die innere Induktivität für $\mu = 1$ im paramagnetischen Gebiet darstellen. Der zweite Teil ist L_1 und ist allein durch die ferromagnetischen Eigenschaften des Materials gegeben. Demnach ist L_1 die gemessene Änderung der inneren Induktivität der Probe von einer bestimmten Temperatur bis zum paramagnetischen Bereich. Es gilt:

$$L'_1 = L'_1 + L_1 \quad G1(1)$$

und analog für den HF-Widerstand

$$R'_{HF} = R'_{HF} + R_{HF} \quad G1(2)$$

10) C. Kittel, Phys. Rev. 73, 155 (1948)

11) G. T. Rado, Ferromagnetic Phenomena at Microwave Frequencies, Advances in Electronics Vol. II, Academic Press, New York 1950

Mit einem Ansatz der Maxwell'schen Gleichungen auf den vom HF-Strom durchflossenen geraden Draht lässt sich durch Integration der Scheinwiderstand berechnen. Schaefer ¹²⁾ findet nach einer umfangreichen Rechnung den konjugiert komplexen Scheinwiderstand:

Gl(3)

$$R'_{HF} - i \cdot 2 \pi f \cdot (L'_i + L_a) = \frac{1\sqrt{i}}{2 \pi \alpha r a} \cdot \frac{J_0(r\sqrt{i}/a)}{J_1(r\sqrt{i}/a)} - i \cdot 2 \pi f \cdot L_a$$

$$\text{mit } a = \frac{1}{\sqrt{2 \pi f \alpha \mu_0 \mu}}$$

darin bedeuten:

R'_{HF} = HF-Widerstand (Ω)

L'_i = innere Induktivität (Henry)

L_a = äussere Induktivität (Henry)

l = Länge des Drahtes (cm)

r = Drahtradius (cm)

α = spezifische Leitfähigkeit ($\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$)

μ_0 = Vakuumpermeabilität $1,25 \cdot 10^{-8}$ (Volt·sec·A⁻¹·cm⁻¹)

μ = relative Permeabilität

f = Messfrequenz (sec⁻¹).

Aus den Tabellen von Jahnke-Emde ¹³⁾ entnimmt man, dass für Argumente $r/a > 10$ der Quotient der Besselfunktionen $J_0/J_1 = -i$ wird. Die Bedingung ist bei den vorliegenden Versuchen für $\mu > 40$ erfüllt. Ferner wird L_a auf beiden Seiten gestrichen und die Gleichung vereinfacht sich:

$$R'_{HF} + i \cdot \omega \cdot L'_i = K \sqrt{\mu} (1 + i) \quad \text{Gl(4)}$$

$$\text{mit } K = 1/2 \sqrt{l f R_e \mu_0}$$

ω = Kreisfrequenz (sec⁻¹)

R_e = Gleichstromwiderstand des Drahtes (Ω).

Diese Gleichung ist der Punkt, an dem sich die zwei Wege

12) C. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik, 3. Bd. 1. Teil S. 298, Walter De Gruyter, Berlin 1950

13) Jahnke-Emde, Tafeln höherer Funktionen S. 262, Verlag Teubner, Leipzig 1948

trennen. Vorerst muss aber auf eine Betrachtung eingegangen werden, die für beide wichtig ist.

Bei der zu Anfang unterdrückten Integration ist die wesentliche Voraussetzung eine von der Feldstärke unabhängige und über den Drahtquerschnitt konstante Permeabilität. Das ist aber nicht der Fall, wie aus den Messungen von Kreielsheimer hervorgeht. Da ausserdem wegen der rasch abnehmenden Feldstärke beim Skineffekt die Permeabilität eine Funktion des Ortes ist, dürfen die auf den folgenden Wegen ermittelten Werte nur als "effektive Permeabilitäten" angesehen werden. Kittel ³⁾ führte den Ausdruck ein, um klar zu machen, dass es sich um eine Mittelung über den Drahtquerschnitt handelt. Für theoretische Erwägungen kann die "effektive Permeabilität" keinen unmittelbaren Einblick in die wirklichen Verhältnisse im Ferromagnetikum geben.

Nun sollen von Gl(4) ab die beiden Wege aufgezeigt werden.

$$R_{\text{HFF}}' + i \cdot \omega L_1' = K \sqrt{\mu} (1 + i) \quad \text{Gl(4)}$$

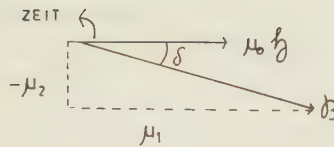
Der erstere und ältere betrachtet μ als eine reelle Grösse und spaltet die Gl(4) in Real- und Imaginärteil auf und eliminiert die zwei Permeabilitäten

$$\mu_R = \frac{R_{\text{HFF}}'^2}{K^2} \quad \text{und} \quad \mu_L = \frac{\omega^2 \cdot L_1'^2}{K^2} \quad \text{Gl(5)}$$

Michels ¹⁾ und Kreielsheimer ²⁾ haben ihre Messungen auf diese Weise ausgewertet und es zeigt sich, dass μ_R und μ_L nicht übereinstimmen. Arkadijew ⁹⁾ wählt den zweiten Weg und erklärt die Differenz durch ein Nacheilen der Magnetisierung hinter dem angelegten Feld. Er nimmt für schnellveränderliche Felder in einem Ferromagnetikum eine komplexe relative Permeabilität an:

$$\mu = \mu_1 - i \cdot \mu_2 \quad \text{Gl(6)}$$

Der Vektor der Induktion $\vec{B}$ ist also nicht in Phase mit dem der erregenden Feldstärke $\vec{H}$, sondern eilt um den Phasenwinkel δ nach, das Zeitdiagramm veranschaulicht.



Geht man mit der komplexen Permeabilität in Gl(4) ein,

$$R'_{HF} + i \cdot \omega L'_1 = K \sqrt{\mu_1 - i \mu_2} (1 + i) \quad \text{Gl(7)}$$

so wird nach Quadrierung der Gleichung:

$$\mu_1 = \frac{1}{K^2} \cdot R'_{HF} \cdot \omega L'_1 \quad \text{und} \quad \mu_2 = \frac{1}{2K^2} \cdot (R'^2_{HF} - \omega^2 L'^2_1) \quad \text{Gl(8)}$$

Der Phasenwinkel ist definiert:

$$\tan \delta = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad \text{Gl(9)}$$

Abschliessend können die Beziehungen der verschiedenen Permeabilitäten zueinander aus den Gln.(5) und (8) gebildet werden. Mit dem Betrag der Permeabilität

$$|\mu| = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2} \quad \text{ist}$$

$$\mu_R = |\mu| + \mu_2 \quad ; \quad \mu_L = |\mu| - \mu_2 \quad \text{Gl(10)}$$

$$\mu_1 = \sqrt{\mu_R \cdot \mu_L} \quad \mu_2 = \frac{1}{2} (\mu_R - \mu_L) \quad \text{Gl(11)}$$

Dieser Zusammenhang ist allerdings nur bei starkem Skin-effekt gültig, solange der Quotient der Besselfunktionen in Gl(3) rein imaginär bleibt.

Um endlich aus den gemessenen Änderungen des HF-Widerstandes und der inneren Induktivität die Permeabilitäten zu berechnen, müssen R'_{HF} und L'_1 im paramagnetischen Gebiet bekannt sein. Hierzu setzt man in Gl(3) $\mu = 1$. Da der Quotient der Besselfunktionen nicht länger rein imaginär ist, muss mit Hilfe der Tabellen von Jahnke-Emde

$$R'_{HF} = 0,362 \quad (\Omega) \quad \text{Gl(12)}$$

$$\text{und} \quad L'_1 = 8,60 \cdot 10^{-10} \quad (\text{Henry})$$

ermittelt werden.

Beim Skineffekt fällt die Feldstärke exponentiell im Inneren des Drahtes ab. Den Abstand von der Oberfläche, bei dem die Randfeldstärke auf den e-ten Teil (37%) abgesunken ist, nennt

man die Eindringtiefe d . Sie ist gegeben durch

$$d = \sqrt{\frac{2}{\omega \pi \mu_0 \mu}} \quad (\text{cm}) \quad \text{Gl(13)}$$

Es ist einleuchtend hierbei für μ den Betrag der Permeabilität einzusetzen und den Temperaturgang der Eindringtiefe zu verfolgen.

8. Die komplexe Permeabilität

Die mit der komplexen Permeabilität verbundenen Vorstellungen sollen jetzt näher ausgeführt werden ¹¹⁾. Treten bei der Magnetisierung neben den ohmschen und Hystereseverlusten zusätzlich andere Energieverluste auf, so kann das durch eine komplexe Zahl für die relative Permeabilität ausgedrückt werden:

$$\frac{B}{\mu_0 H} = \mu = \mu_1 - i \mu_2 \quad \text{Gl(6)}$$

Diese Darstellung besagt, dass der Vektor der Induktion B hinter dem des erregenden Feldes H nacheilt, wie aus der folgenden Schreibweise deutlich wird

$$\mu = |\mu| \cdot e^{-i\delta} \quad \text{Gl(14)}$$

mit dem Betrag $|\mu| = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2}$ und $\tan \delta = \frac{\mu_2}{\mu_1}$ für den Phasenwinkel δ . Entsprechend ist die komplexe relative Suszeptibilität definiert:

$$\frac{M}{\mu_0 H} = \chi = \chi_1 - i \chi_2 = [(\mu_1 - 1) - i \mu_2] \quad \text{Gl(15)}$$

M = Magnetisierung (Gauss).

Daraus folgt:

$$\chi_1 = \mu_1 - 1 \quad \text{und} \quad \chi_2 = \mu_2 \quad \text{Gl(16)}$$

Wird graphisch die Induktion gegen die Feldstärke aufgetragen, so zeigt sich, dass die Kurve wegen des Phasenwinkels eine Ellipse bildet, die einer geschlossenen kleinen Hystereseschleife ähnlich ist, da die Fläche den magnetischen Verlusten pro Umlauf proportional ist. Die Verhältnisse sind

analog denen bei den dielektrischen Verlusten eines Isolators, der durch eine komplexe Dielektrizitätskonstante beschrieben wird.

Die Energie pro Zyklus, die aus dem HF-Feld vom Einheitsvolumen absorbiert wird, ist durch das Integral gegeben:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{M} = - \oint \mathbf{M} \cdot d\mathbf{H} = \pi \mu_0 \chi_2 (H')^2 = \pi \mu_0 \mu_2 (H')^2 \quad \text{Gl(17)}$$

H' = Amplitude des erregenden magnetischen Feldes (Oe).

Diese Erscheinung wird als ferromagnetische Absorption (ferromagnetic absorption) bezeichnet und darf nicht mit ohmschen (Wirbelströme) und Hystereseverlusten verwechselt werden. Die ferromagnetische Absorption beruht vielmehr auf der Dämpfung der magnetischen Dipole in einer magnetischen Substanz.

9. Die Berechnung der Permeabilität

Aus dem Temperaturgang des HF-Widerstandes und der inneren Induktivität lässt sich der Temperaturgang der 4 Ausdrücke für die Permeabilität gewinnen. Zu den gemessenen Änderungen müssen vorher die berechneten Werte im paramagnetischen Gebiet addiert werden, Gl(12). Die Theorie des Skineffektes ergab für die Permeabilitäten μ_R und μ_L die Gl(5). Das daraus erhaltene Ergebnis für die extrapolierten Messungen zeigen in Abb. 18 die Kurven μ_R und μ_L . In der folgenden Abb. 19 sind die Berechnungen für die kleinste Randfeldstärke 152 mOersted wiedergegeben. Der allgemeine Verlauf der Kurven ist ähnlich dem für die extrapolierten Werte. Der relative Messfehler beträgt bei den niederen Temperaturen für μ_L 10-12% und für μ_R 8-10%. Der Fehler wird mit zunehmender Temperatur etwas kleiner.

Wie zu erwarten, streben die Kurven μ_R und μ_L mit wachsender Temperatur einem Maximum zu. Bei μ_R ist der Abfall, der unmittelbar auf den letzten Messpunkt bei 765°C folgt, der Übersichtlichkeit wegen nicht eingezeichnet. Das Maximum für

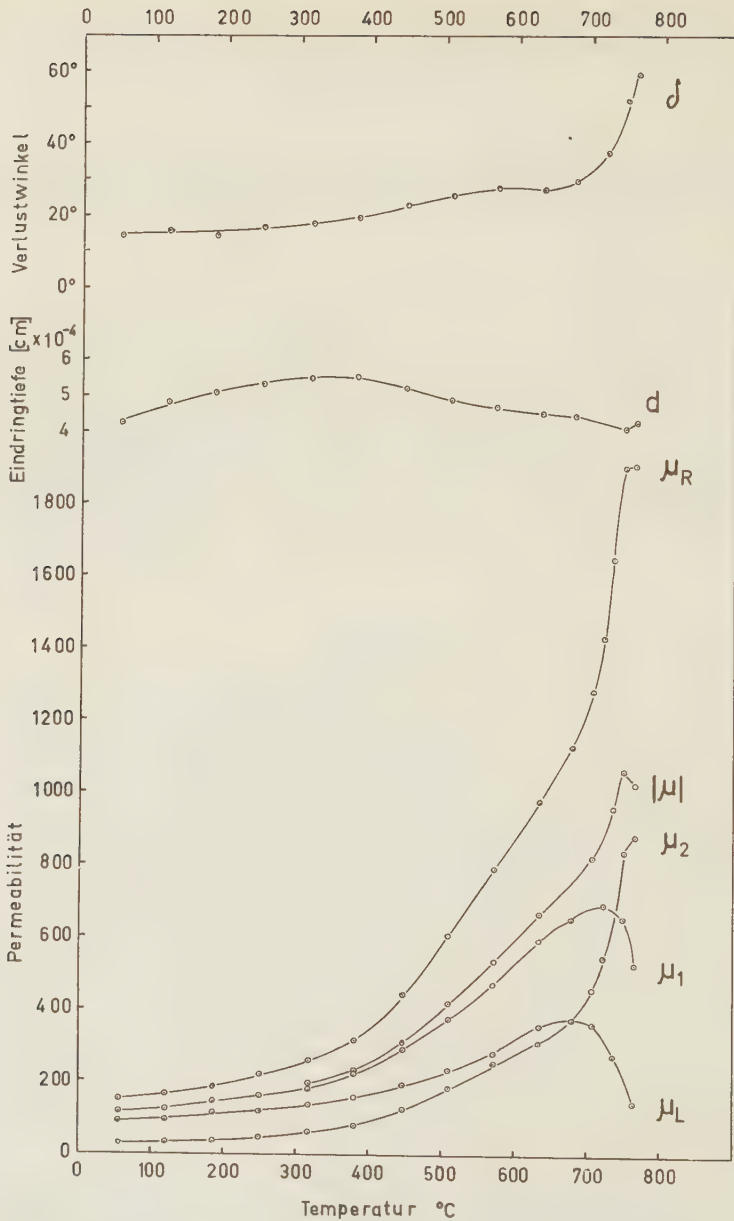


Abb.18 Temperaturgang der Permeabilitäten, Eindringtiefe und des Verlustwinkels, berechnet aus den extrapolierten Werten der Abbn.12 und 16.

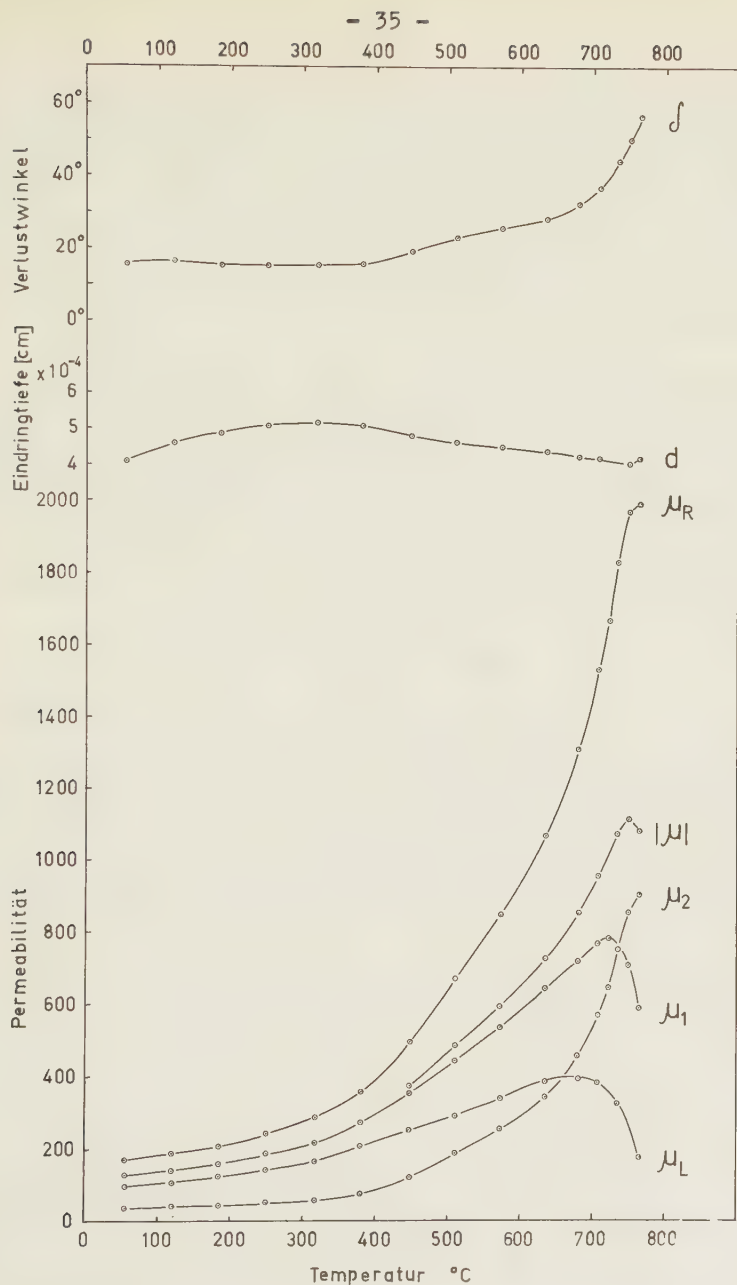


Abb.19 Temperaturgang der Permeabilitäten, Eindringtiefe und des Verlustwinkels, berechnet aus den Messwerten für die Randfeldstärke 152 Millioersted.

μ_L ist im Vergleich zu dem der inneren Induktivität zu etwas tieferen Temperaturen verschoben (665 statt 707°C). Dies ist auf die Berücksichtigung des temperaturabhängigen Gleichstromwiderstandes zurückzuführen. Überraschend ist die grosse Differenz von μ_R und μ_L bei höheren Temperaturen. Sie wächst bis etwa 200°C langsam, nimmt später rasch zu und wird nach Überschreiten des μ_L -Maximums besonders ausgeprägt, da μ_R weiter ansteigt.

Die bei der Betrachtung von μ_R und μ_L kompliziert erscheinenden Verhältnisse werden durch einen Übergang zur komplexen Permeabilität wesentlich klarer. Hierzu wird der HF-Widerstand und die innere Induktivität in Gl(8) eingesetzt und Realteil und Imaginärteil der Permeabilität berechnet. Den Verlauf in Abhängigkeit von der Temperatur bilden in Abb.18 die Kurven μ_1 und μ_2 . Ferner ist der Betrag der Permeabilität $|\mu|$ eingetragen, der oberhalb 300°C vom Realteil abweicht.

Da für den Imaginärteil

$$\mu_2 = \frac{1}{2}(\mu_R - \mu_L) \quad \text{Gl(11)}$$

gilt, wird in dieser Darstellung deutlich, dass die starke Divergenz der Permeabilitäten μ_R und μ_L mit einem wachsenden μ_2 verbunden ist. Bei der Theorie des Skineffektes wurde der Begriff der "effektiven Permeabilität" eingeführt, der den exponentiellen Abfall, die Abhängigkeit der Permeabilität von der Feldstärke und die mit der Eindringtiefe vergleichbare Grösse der Weiss'schen Bezirke berücksichtigt. Auch μ_2 ist in diesem Sinne eine effektive Grösse, und es lässt sich daher nur mit Vorbehalten eine Aussage über das Geschehen im Inneren eines Ferromagnetikums machen. In Abb.18 ist der Temperaturgang der Eindringtiefe d nach Gl(13) berechnet. Die Eindringtiefe schwankt zwischen $4 - 5,5 \cdot 10^{-4}$ (cm), es werden demnach annähernd die gleichen Teile der Probe vom HF-Feld erfasst. Die mit der Temperatur wachsende Differenz der Permeabilitäten μ_R und μ_L kann also nicht auf einem veränderten Verhältnis Eindringtiefe zur Grösse der Weiss'schen Bezirke beruhen.

An Eisensilizium beobachteten Kirenskii und Degtiarev ¹⁴⁾ mit dem magnetooptischen Kerreffekt eine hohe Stabilität der Bezirke im Temperaturbereich von 20 - 700°C. Der Temperaturgang der Permeabilität wird daher nicht auf einer Änderung der Bezirksstruktur begründet sein.

Im folgenden werden die drei Fragen behandelt:

1. Der Anstieg der Permeabilität mit der Temperatur auf Grund der Wandwölbung mit Streufeldeinfluss.
2. Die Divergenz der Permeabilitäten μ_R und μ_L durch mögliche Resonanzerscheinungen der Spins oder der Wand.
3. Das besondere Verhalten in der Nähe des Curiegebietes. Der letzte Punkt wird nicht getrennt, sondern jeweils im Zusammenhang mit den ersten beiden erörtert.

10. Die Auswölbung der Blochschen Wand

Der allgemeine Temperaturgang der Anfangspermeabilität für statische Felder lässt sich mit einer von Kersten entwickelten Modellvorstellung aus dem Verlauf der Kristallanisotropie und spontanen Magnetisierung ableiten. Ein Vergleich mit den gemessenen Werten für Hochfrequenz soll einen Hinweis geben, inwieweit das Modell für schnell schwingende Wände gültig bleibt.

In einer älteren Berechnung befasst sich Kersten ¹⁵⁾ mit der reversiblen Verschiebung einer ebenen Blochschen Wand, die an kugelförmigen Fremdeinschlüssen oder "andersmagnetischen" Fremdteilchen wie eine Seifenblasenhaut aufgespannt ist. Unter dem Druck eines äusseren Feldes soll die Wand entlang der Fremdkörper gleiten und so ihre Wandfläche vergrössern (Abb. 20). Eine Wölbung der Haut und Reibung an den Einschlüssen bleibt ausser Betracht.

14) L.V. Kirenskii u. I.F. Degtiarev, J. Exptl. Theoret. (U.S.S.R.) 35, 584 (1958) und Soviet Physics 8, 403 (1959)

15) M. Kersten, Phys. Z. 44, 63 (1943)

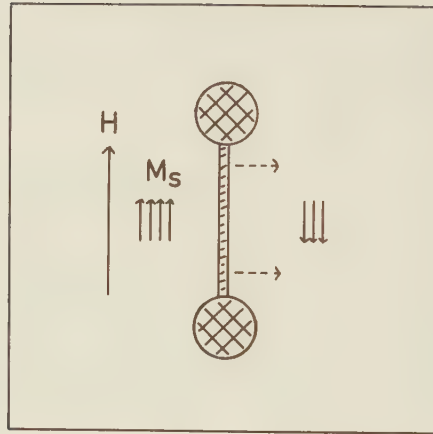


Abb. 20 Verschiebung einer ebenen Blochschen Wand an kugelförmigen Fremdkörpern nach Kersten.

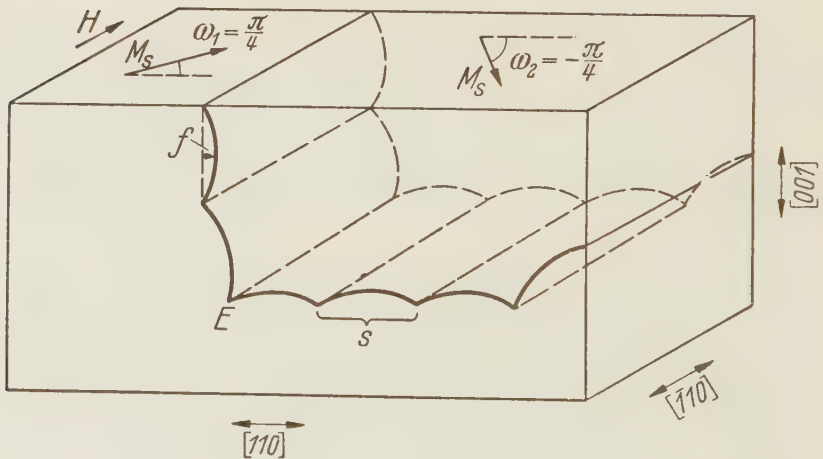


Abb. 21 Auswölbung der 90° Wände bei lamellenförmigen Weiss'schen Bezirken nach Kersten.

In drei späteren Arbeiten sieht Kersten ¹⁶⁾ das Modell der ebenen und starren Wandverschiebung als überholt an und diskutiert die Auswölbung der Blochschen Wand als einen möglichen Elementarvorgang der reversiblen Magnetisierungsänderung. Er nimmt an, dass die Wände zwischen den Weiss'schen Bezirken an Gefügeeinschlüssen, Versetzungen oder dergl. fixiert sind (Abb. 21) und eine Magnetisierung im äusseren Feld und damit die Vergrösserung der Wandfläche nur durch Auswölben erfolgt. Der Durchmesser der Einschlüsse geht daher nicht in die Rechnung ein. Aus der Gleichung für die zur Auswölbung einer 90°-Wand benötigten zusätzlichen Oberflächenenergie und der durch Drehung der magnetischen Dipole im äusseren Feld frei werdenden Energie gewinnt Kersten seine Beziehung für den Temperaturgang der Anfangssuszeptibilität:

$$\chi_a = \frac{1}{6} \frac{\mu_0 M_0 \sqrt{a'}}{\sqrt{k} T_C} \cdot \frac{s^2}{b} \cdot \frac{M_S}{\sqrt{K_1}} \quad \text{Gl(18)}$$

M_0 = Sättigungsmagnetisierung (Gauss) bei 0°K

M_S = Sättigung bei Messtemperatur

K_1 = Kristallanisotropie (erg·cm⁻³) bei Messtemperatur

a = Gitterkonstante für Eisen 2,9·10⁻⁸ (cm)

k = Boltzmannkonstante 1,38·10⁻¹⁶ (erg/grd)

T_C = Curietemperatur 1043°K

μ_0 = Vakuumpermeabilität 1,25·10⁻⁸ (Volt.sec/A.cm)

s = Durchschnittsbetrag der Spannweite 10⁻³ oder 10⁻⁴ (cm)

b = Dicke der lamellenförmigen Elementarbezirke 10⁻² oder 10⁻⁴ (cm).

Der Faktor $\frac{s^2}{b} \approx 10^{-4}$ ist ein effektiver Mittelwert des Materials, den Kersten als weitgehend unabhängig von der Temperatur betrachtet. Die Grösse $M_S/\sqrt{K_1}$ ist dann allein temperaturabhängig und kann aus dem Verlauf von $M_S(T)$ und $K_1(T)$ erhalten werden ¹⁷⁾. Ein Vergleich der berechneten Kurve (Abb. 22)

16) M. Kersten, Z. angew. Phys. 8, 313 u. 382 u. 496 (1956)

17) R. M. Bozorth, Ferromagnetism, Van Nostrand Comp.

New York (1951), Abb. 12-11

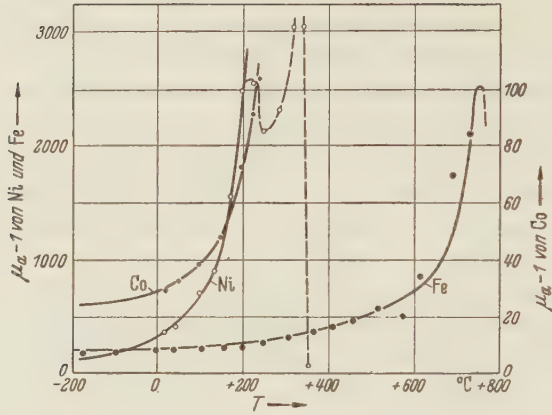


Abb. 22 Berechnete Anfangssuszeptibilität μ_0^{-1} für Eisen.

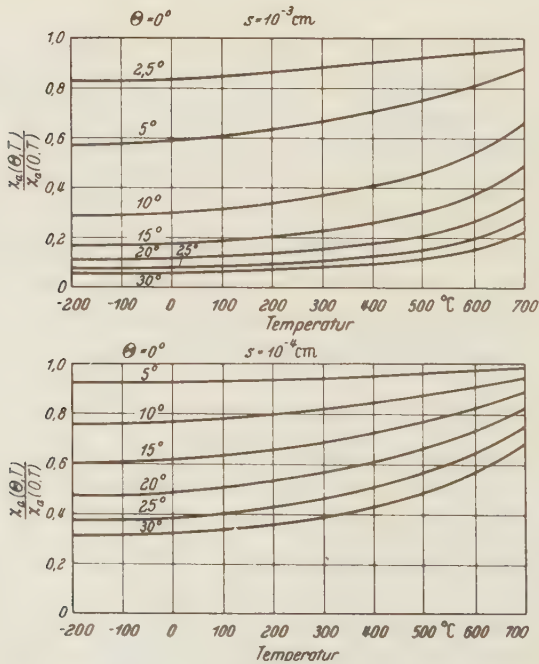


Abb. 23 $\chi_a(\theta, T)$ bezogen auf die Werte $\chi_a(0, T)$ nach Dietze.

mit denen von Fahlenbrach ¹⁸⁾ an polykristallinem Eisen gemessenen Werten gibt eine befriedigende Übereinstimmung bis etwa 600°C. Die Abweichungen bei 600°C werden einer Relaxationserscheinung zugeschrieben.

Bei den eben skizzierten Vorstellungen ist eine wichtige Voraussetzung, dass die Wand nur zylindrische Wölbungen annehmen darf, da auf diese Weise keine freien magnetischen Ladungen in der Wand entstehen. Hierbei muss die Zylinderachse zur vektoriellen Differenz der Magnetisierungsrichtungen der beiden Nachbarbezirke parallel gerichtet sein. Danach sollen die Blochschen Wände an Haftlinien gebunden sein, die parallel der Zylinderachse liegen. Kugel oder kissenförmige Flächen werden wegen ihrer grossen Streufeldenergie durch freie magnetische Ladungen ausgeschlossen.

Dietze ¹⁹⁾ dehnt die Theorie der Wandwölbungen auf den Streufeldeinfluss aus. Er berücksichtigt Haftlinien, die nicht nur die von Kersten angenommene günstige Orientierung haben. Es sei θ der Winkel, der die Abweichungen von der Ideallage, d.h. der vektoriellen Differenz der Magnetisierungsrichtungen zweier Nachbarbezirke, angibt. Dietze bildet das Verhältnis der von ihm ermittelten Anfangssuszeptibilität $\chi_a(\theta, T)$ zu Kerstens Wert $\chi_a(0, T)$ als Funktion der Temperatur und dem Winkel θ als Parameter (Abb. 23). Da das Verhältnis stark von der Spannweite s der Haftlinien abhängt, ist in der Darstellung $s = 10^{-3}$ und 10^{-4} (cm) gewählt. Aus dem Verlauf der Kurven in Abb. 23 geht hervor, dass für wachsende θ die Temperaturabhängigkeit der Anfangssuszeptibilität proportional $M_s/\sqrt{K_1}$ bei höheren Temperaturen verloren geht.

Es stellt sich nun die Frage, ob auch der Temperaturgang der HF-Permeabilität wie $M_s/\sqrt{K_1}$ verläuft. In Abb. 24 ist daher das Verhältnis des Betrages der HF-Permeabilität zu den von

18) H. Fahlenbrach, Arch. Eisenhüttenw. 23, 47 (1952)

19) H.-D. Dietze, Z. Physik 149, 276 (1957)

Techn. Mitt. Krupp 15, 23 u. 169 (1957)

Kersten berechneten Werten in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die Kurve $\frac{|\mu|}{\mu_a}$ steigt bis 600°C an und fällt dann wieder ab. Der Anstieg ist in seiner Form und Grösse ähnlich dem von Dietze für den Streufeldeinfluss der Wandwölbung berechneten Verhältnis. Die Kurve zeigt bis 600°C die Tendenz der Kurven von Abb. 23. Für den Teil oberhalb 600°C zeigen auch die Messwerte der statischen Permeabilität von Fahlenbrach starke Abweichungen von der Theorie.

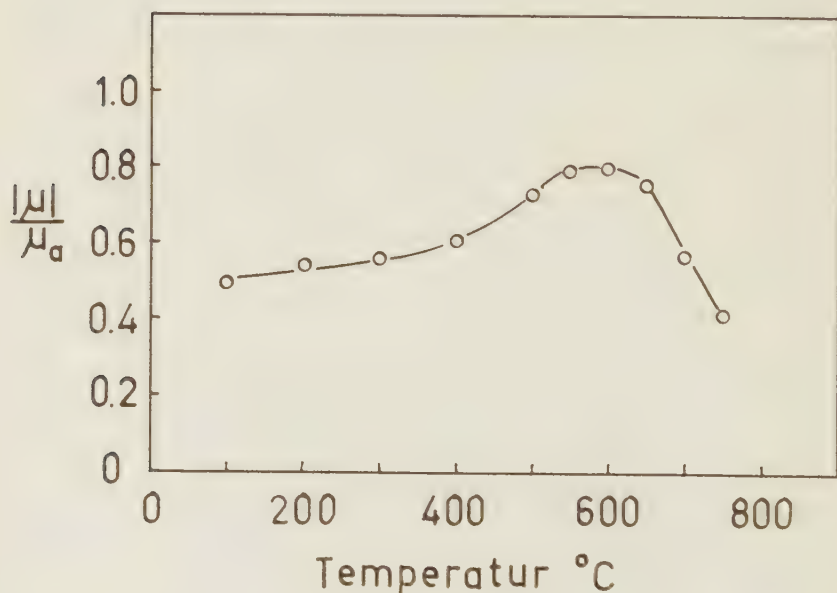


Abb. 24 Verhältnis des Betrages der gemessenen HF-Permeabilität zu den berechneten Werten nach Kersten aus den Abb. 18 und 22.

11. Die gyromagnetische Resonanz

Es soll untersucht werden, ob die von Snoek ²⁰⁾ ²¹⁾ bei Ferriten beobachtete gyromagnetische Resonanz für den Temperaturgang von μ_2 und damit für die ferromagnetischen Verluste eine Rolle spielt. Bei den Messungen der verschiedenen Sorten Ferroxcube IV fanden Went und Gorter ²²⁾, dass die komplexe Permeabilität bis zu einer bestimmten Frequenz zwischen 1 und 100 MHz annähernd konstant ist (Abb. 25) und bei weiterer Zunahme der Frequenz der Realteil μ_1 abfällt und der Imaginärteil μ_2 ein Maximum durchläuft. Gleichzeitig steigt der daraus berechnete Verlustwinkel an (nicht eingezeichnet). Snoek erklärt dies mit einer von Landau und Lifshitz ²³⁾ vorausgesagten Resonanzerscheinung der Spins.

Die magnetischen Momente in einem Ferromagnetikum werden als Kreiselssysteme mit Drehimpuls betrachtet, die zunächst durch ein polarisierendes äusseres Feld ausgerichtet seien. Wird senkrecht zu diesem Feld ein Wechselfeld angelegt, so führen die magnetischen Momente eine Präzession aus. Es ist aber auch möglich, dass das polarisierende Feld durch innere Richtkräfte vertreten wird, z.B. jene Richtkräfte, die die Vorzugsrichtung der spontanen Magnetisierung schaffen (sog. leichte Richtung). Ein Wechselfeld vermag daher in einem Ferrit bereits ohne ein äusseres Feld eine gyromagnetische Resonanz hervorzurufen.

Aus der Gleichung für die Präzessionsfrequenz

$$\omega' = \gamma \cdot H_{\text{eff}} \quad \text{Gl(19)}$$

$\gamma = -1,75 \cdot 10^7 \text{ (oe}^{-1}\text{sec}^{-1}\text{)}$ gyromagnetisches Verhältnis

H_{eff} = wirksames Feld (Oersted)

kann das der Kristallanisotropie äquivalente Feld berechnet

20) J.L.Snoek, Nature 160,90 (1947) u. Physica 14,207 (1948)

21) K.H.Reich, Z. angew. Phys. 6,326 (1954)

22) J.J.Went u. E.W.Gorter, Philips' techn. Rdsch. 13,221 (1952)

23) L.Landau u. E.Lifshitz, Phys. Z. Soviet Union 8,153 (1935)

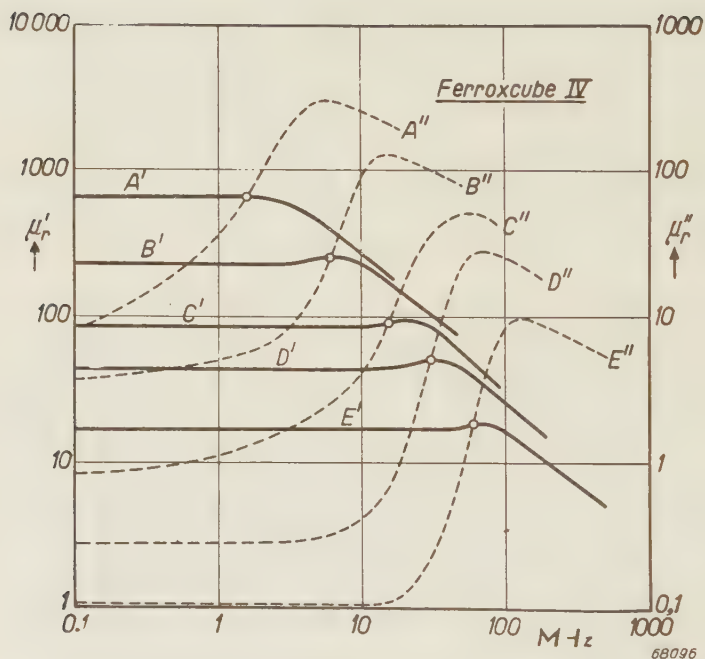


Abb. 25 Der reelle und imaginäre Teil der Anfangspermeabilität als Funktion der Frequenz für verschiedene Sorten Ferroxcube. In der Abbildung ist $\mu'_r = \mu_1$ und $\mu''_r = \mu_2$, nach Went und Gorter.

werden. Für die Messungen der Abb. 25 ergeben sich Werte von 1 - 10 Oersted bei Frequenzen von $2 \cdot 10^6$ bis $2 \cdot 10^7$ (sec^{-1}).

Bei den Versuchen an Ferriten (Abb. 25) ist das "Anisotropiefeld", um welches die Spins präzessieren, durch die Natur des Materials gegeben, es wird die Frequenz variiert. Genauso ist die Resonanzbedingung erfüllbar, wenn die Frequenz vorgegeben ist und statt ihrer das Anisotropiefeld auf den erfordernten Wert gebracht wird. Das kann durch Änderung der Temperatur geschehen, vorausgesetzt, dass der zur Resonanz führende Wert überhaupt im Variationsbereich liegt. Bei der in der vorliegenden Arbeit benützten Frequenz von 12,8 MHz müsste das in Frage kommende Richtfeld 4,6 Oersted parallel zur Drahtachse betragen. Bei Eisen von Zimmertemperatur wirkt die "leichte Richtung" der spontanen Magnetisierung wie ein richtendes Feld der Grössenordnung 500 Oersted.

12. Die Trägheit der Blochschen Wand

Döring ²⁴⁾ ordnet der bewegten Blochschen Wand zwischen den Weiss'schen Bezirken in einem ferromagnetischen Kristall mit kleinen inneren Spannungen eine Trägheit oder Masse zu. Er findet, dass eine Präzessionsbewegung der Spins in einer bewegten Wand zu einer Erhöhung der Wandenergie führt und dass die Zusatzenergie dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ist. Dadurch erhält die Wand eine scheinbare kinetische Energie und eine scheinbare träge Masse.

Durch Berechnung der Spinverteilung in der bewegten Wand lässt sich ein Ausdruck für die Masse erhalten. Zur Auswertung benötigt man ausser bekannten Konstanten vor allem das mittlere Austauschintegral. Seine Grösse kann am besten aus dem Verlauf der Sättigungsmagnetisierung bei tiefen Temperaturen entnommen werden. Bei Eisen gewinnt Döring für Zimmer-

24) W. Döring, Z. Naturforschg. 3a, 373 (1948)

temperatur die scheinbare Masse:

$$m = 6,0 \cdot 10^{-11} \quad (\text{g} \cdot \text{cm}^{-2})$$

In einer anschliessenden Betrachtung stellt Döring die Bewegungsgleichung einer Wand auf, die elastisch an ihre durch innere Spannungen festgelegte Gleichgewichtslage gebunden ist. Für ein sinusförmiges Wechselfeld wird unter Berücksichtigung der Massenträgheit und Dämpfung durch Wirbelströme eine Lösung der Gleichung gefunden. Es sei hier nur das Ergebnis für die Eigenfrequenz ω_0 der Wand angegeben:

$$\omega_0 \approx \sqrt{\frac{M_s^2}{s \chi_\alpha m}} \quad (\text{sec}^{-1}) \quad \text{Gl(20)}$$

Mit den Zahlenwerten

$M_s = 1700$ = Sättigungsmagnetisierung (Gauss)

$s = 2 \cdot 10^{-4}$ = mittlerer Abstand der Wände (cm)

$m = 6,0 \cdot 10^{-11}$ = Masse der Wand ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$)

$\chi_\alpha = 20$ = Anfangssuszeptibilität von Eisen,

folgt bei Zimmertemperatur:

$$\omega_0 = 3,5 \cdot 10^9 \quad (\text{sec}^{-1}).$$

Anderseits erhielt Becker ²⁵⁾ in einer früheren Arbeit für die mikroskopischen Wirbelströme die charakteristische Frequenz:

$$\omega_1 \approx 10^{10} \quad (\text{sec}^{-1}),$$

also einen etwa dreimal grösseren Wert als ω_0 . Döring vermutet, dass der Wert von Becker zu niedrig sei, weil nicht berücksichtigt wurde, dass bei hohen Frequenzen alle Magnetisierungsvorgänge nur in einer dünnen Haut an der Oberfläche stattfinden, in der sich die Wirbelströme nicht ungehindert ausbilden können.

Nach diesen Abschätzungen scheint bei weichem Eisen die Eigenfrequenz der Wände niedriger zu liegen als die charakteristische Frequenz der mikroskopischen Wirbelströme. Hier-

25) R. Becker, Physik.Z. 39, 856 (1938)

Z. techn. Physik 19, 542 (1938)

R. Becker u. G. Richter, Ann. Physik (5) 36, 340 (1939)

aus folgert Döring, dass die oszillierende Schwingung einer Wand in einem Wechselfeld konstanter Amplitude mit zunehmender Frequenz eine deutliche Resonanz durchläuft, und bei der Resonanzfrequenz die Bewegung der Wand um 90° in der Phase gegen das Feld verschoben ist. Ferner wird wahrscheinlich der Realteil der Suszeptibilität bzw. Permeabilität bei Frequenzen in der Umgebung von ω_0 absinken, während der Imaginärteil dort ein Maximum erreicht.

Die Döring'sche Wand-Resonanz wurde bei Ferriten tatsächlich gefunden. Im Hinblick auf das vorliegende Problem ist es von Interesse, ob der Temperaturgang der Größen in Gl(20) die Eigenfrequenz der Wand, die bei Zimmertemperatur von der Größenordnung 10^9 (sec^{-1}) ist, beim Annähern an die Curietemperatur in die Nähe der Messfrequenz $\omega = 8 \cdot 10^7$ bringt.

Die Temperaturabhängigkeit des Austauschintegrals wird wie üblich angesetzt:

$$A = A_0 \frac{M_S^2}{M_0^2}$$

A_0 = Austauschintegral bei 0°K

M_0 = Sättigungsmagnetisierung bei 0°K

M_S = Sättigungsmagnetisierung bei $T^\circ\text{K}$

Für die Anfangssuszeptibilität wird nach Kersten ²⁶⁾

$$\chi_a \sim \frac{M_S}{\sqrt{K_1}} \quad \text{genommen.}$$

K_1 = Anisotropiekonstante ($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$)

Bemerkenswert ist, dass die Anisotropiekonstante im Endergebnis fortfällt. Nach Zusammenfassung aller Konstanten wird der Temperaturgang der Eigenfrequenz der Wand:

$$\omega_T = D \sqrt{M_S^2} \quad (\text{sec}^{-1}) \quad \text{Gl(21)}$$

D = temperaturunabhängige Konstante.

Da die Sättigungsmagnetisierung bei höheren Temperaturen stark abfällt, wird die Eigenfrequenz ebenfalls abnehmen und

26) M. Kersten, Z. angew. Phys. 8, 382 (1956)

wahrscheinlich in die Nähe der Messfrequenz $\omega = 8 \cdot 10^7$ (sec⁻¹) rücken. Wird in Gl(20) für den Abstand der Wände statt $s = 2 \cdot 10^{-4}$ (cm) der Wert $s = 5 \cdot 10^{-4}$ gesetzt, so ist $\omega_0 \approx 2,2 \cdot 10^9$ (sec⁻¹).

Nimmt man an, dass oberhalb 700°C noch Wände existieren, so kann man daran denken, das Verhalten der Permeabilität auf die abnehmende Eigenfrequenz der Wand zurückzuführen. Hierfür wird die Eigenfrequenz ω_r für einige Temperaturwerte aus Gl(21) mit der entsprechenden Sättigungsmagnetisierung²⁷⁾ berechnet und das Verhältnis zur erregenden Messfrequenz ω gebildet.

°C	100	200	300	400	500
$\frac{\omega}{\omega_r}$	0,038	0,040	0,041	0,044	0,048
°C	600	650	700	750	ca 764
$\frac{\omega}{\omega_r}$	0,059	0,071	0,095	0,24	1,00

Bei ca. 764°C ist das Verhältnis $\frac{\omega}{\omega_r}$ (für $M_s/M_0 = 0,11$) tatsächlich 1, d.h. die Eigenfrequenz der Wände kommt in den Bereich der Messfrequenz. Ob aber in nächster Nähe der Curie-temperatur der Döring'sche Mechanismus noch einen Sinn hat, und ob dort die Permeabilität in erster Linie durch Wandverschiebungen zustande kommt, ist noch nach dem wenigen, was man überhaupt über den Umwandlungsbereich weiss, eine ganz offene Frage.

27) American Institute of Physics Handbook,
McGraw Hill Book Company, New York (1957) p 5-208

13. Zusammenfassung

An einem Eisendraht werden die Änderungen des Hochfrequenzwiderstandes und die der inneren Induktivität von Zimmertemperatur bis zum paramagnetischen Gebiet gemessen. Die Messfrequenz beträgt 12,8 MHz und die HF-Randfeldstärke 150 - 900 Millioersted, die Messanordnung und ihre Eichung wird beschrieben. Die gemessenen Werte werden auf die Feldstärke Null extrapoliert.

Der Zusammenhang der verschiedenen Ausdrücke für die Permeabilität μ_1 , μ_2 und μ_R , μ_L wird für den starken Skin-Effekt aufgezeigt und die Werte aus den Messpunkten berechnet. Die Eindringtiefe von $\text{ca. } 5 \cdot 10^{-4}$ (cm) ist über den gesamten Temperaturbereich bis zum Maximum der Permeabilität nahezu konstant, dagegen wächst der Verlustwinkel bei höheren Temperaturen rasch an.

Es wird versucht, den festgestellten Verlauf von μ_1 und μ_2 bzw. $|\mu|$ mit den Formeln von Kersten und Dietze zu vergleichen, und abzuschätzen, ob die Voraussetzungen für die von Snoek und Döring diskutierten Resonanzerscheinungen gegeben sind, die den Anstieg der Verluste im Curie-Gebiet erklären könnten.

Herrn Professor Dr.W.Gerlach möchte ich für die Anregung dieser Arbeit herzlich danken und ebenso Herrn Professor Dr.A.Faessler für Überlassen eines Arbeitsplatzes und Bereitstellung der Institutsmittel.

Mein Dank gilt besonders Herrn Professor Dr.F. Fraunberger für wohlwollende Förderung und freundliches Interesse an dieser Arbeit.

Zu danken habe ich ebenfalls Herrn Dipl.Phys.

Hans Veit für wertvolle Diskussionen.

Lebenslauf

Am 31.Dezember 1931 wurde ich in Freiberg in Sachsen als Sohn des o.Professors für Mineralogie Hellmut v.Philipsborn und seiner Ehefrau Anna-Helene geb.Michel geboren. Von 1938 bis 1942 besuchte ich die Volksschule, von 1942 bis Kriegsende die Oberschule in Freiberg.

Nach einer Übersiedlung trat ich 1945 in Clausthal-Zellerfeld in die Robert-Koch-Schule ein. Ein erneuter Wohnungswechsel brachte mich im Herbst 1948 nach Langlau in Mittelfranken. In der Oberrealschule Weissenburg in Bayern wurde mir nach einer Prüfung der Sprung in die nächst höhere Klasse gestattet. Im Juni 1950 machte ich in Weissenburg die Reifeprüfung.

Anschliessend nahm ich im Wintersemester 1950/51 das Studium der Physik an der Universität Bonn auf und legte dort im Wintersemester 1953/54 die Diplomvorprüfung ab. Ab Sommersemester 1954 setzte ich mein Studium an der Ludwig-Maximilians-Universität zu München fort. Im März 1955 begann ich mit meiner Arbeit über "Die komplexe Hochfrequenz-Permeabilität bei Eisen", die im Mai 1961 abgeschlossen wurde.

München, den 3. Juni 1961

Volker v. Philipsborn

